VISIT…

LANZAROTE Caliente.COM

А. Г. БЛОХ

ТЕПЛО-ОБМЕН

В ТОПКАХ ПАРОВЫХ КОТЛОВ



А. Г. БЛОХ

ТЕПЛООБМЕН В ТОПКАХ ПАРОВЫХ КОТЛОВ



Ленинград
ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ
Ленинградское отделение
1984

Scanned by Me
foRFree

ББК 31.361
Б 70
УДК 621.181.016

Рецензент *Б. А. Хрусталев*

Блох А. Г.
Б 70 Теплообмен в топках паровых котлов. — Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1984. — 240 с., ил.
В пер.: 1 р. 20 к. 6000 экз.

Изложены современные методы расчета теплообмена в топках паровых котлов, базирующиеся на результатах новых экспериментальных исследований и теоретических разработок. Приведены данные об излучательной способности пламени, образующегося при сжигании мазута, газа и угольной пыли. Рассмотрены вопросы излучения твердых частиц и газа в пылеугольных и газомазутных топках.

Для инженерно-технических работников, занимающихся проектированием, расчетом, наладкой и эксплуатацией паровых котлов электростанций, для научных работников, аспирантов и студентов теплоэнергетических специальностей.

Б $\frac{2303020100-121}{051(01)-84}$ 192—84

ББК 31.361
6П2.22

© Энергоатомиздат, 1984

ПРЕДИСЛОВИЕ

Расчет теплообмена в топках может быть отнесен к одной из сложнейших задач теории теплообмена. Для решения этой задачи необходимо располагать надежными данными об условиях теплообмена, определяемых условиями горения, движения газов и массообмена при сжигании различных топлив, особенно в топках котлоагрегатов большой мощности.

Основным видом теплообмена в топках является теплообмен излучением. Интенсивность этого процесса целиком определяется особенностями температурных полей топок и радиационными свойствами пламени и загрязненных наружными отложениями тепловоспринимающих поверхностей нагрева экранов. Радиационные (теплофизические) характеристики этих тел до настоящего времени изучены еще недостаточно.

По своей физической структуре топочную среду (пламя) можно рассматривать как сложную многокомпонентную дисперсную систему, состоящую из газообразной и твердой фаз. При этом в расчетах теплообмена излучением необходимо учитывать особенности процессов излучения, поглощения и рассеяния энергии как в объеме среды, так и на граничных поверхностях. Необходимо учитывать тепловые сопротивления слоя загрязнений на экранных трубах, оказывающие сильное влияние на тепловую эффективность экранов, а также реальные селективные свойства всех поверхностей и тел, участвующих в теплообмене.

При сжигании газа и мазута твердую дисперсную фазу факела образуют частицы сажистого углерода очень малых размеров. При сжигании угольной пыли — частицы золы и кокса, размеры которых значительно превосходят размеры частиц сажистого углерода. Радиационные свойства этих частиц, их рассеивающая и поглощательная способности в основном определяют условия переноса энергии излучения в топочных камерах. При этом исключительно большое влияние на условия теплообмена в топках при сжигании угольной пыли оказывает минеральная часть топлива. В этой связи особенно важное значение приобретает детальное исследование радиационных свойств факела и его твердой дисперсной фазы при сжигании перспективных для энергетики углей Экибастузского, Канско-Ачинского и Кузнецкого бассейнов.

Точность расчета теплообмена в топке непосредственно зависит от точности и представительности данных о теплофизических свой-

ствах слоя загрязнений на экранных трубах и радиационных свойствах пламени, особенно его твердой дисперсной фазы. Этим, в частности, объясняется то большое внимание, которое уделено в книге рассмотрению и анализу таких данных, полученных в основном в последние годы в работах НПО ЦКТИ имени И. И. Ползунова. Эти данные совместно с данными ВТИ имени Ф. Э. Дзержинского используются для дальнейшего совершенствования нормативного метода теплового расчета котельных агрегатов.

При изложении вопроса о методе расчета суммарного теплообмена в топках анализируются возможности учета влияния на расчетную температуру газов на выходе из топки особенностей объемного температурного поля топочной камеры. При изложении вопроса о зональном тепловом расчете топки главное внимание уделено рассмотрению физических основ метода и возможностей анализа на его основе условий тепловой работы топки с учетом новых данных о спектральных радиационных характеристиках пылеугольного пламени. Эта глава написана автором совместно с Ю. А. Журавлевым.

Большую помощь автору оказали доктор технических наук Б. А. Хрусталев и доктор физико-математических наук К. С. Адзерихо, которые сделали ряд ценных замечаний при рецензировании и обсуждении рукописи. Автор приносит им глубокую благодарность.

Замечания и пожелания по книге просьба посылать по адресу: 191041, Ленинград, Марсово поле, 1, Ленинградское отделение Энергоатомиздата.

Автор

ВВЕДЕНИЕ

Основную роль в физическом механизме процесса теплообмена в топках паровых котлов играет теплообмен излучением. Именно условиями переноса энергии излучения определяются тепловосприятие экранных поверхностей нагрева и температура газов на выходе из топки. Конвективная составляющая теплообмена сравнительно невелика, и в технических расчетах ею обычно пренебрегают в связи с невысокой скоростью движения газов и небольшими температурными напорами на границе между факелом и загрязненной стенкой экранных труб. Принимается, что условия теплообмена в топке в основном определяются условиями переноса энергии излучения.

В основе инженерных методов расчета теплообмена в топках лежат фундаментальные законы теплового излучения, известные в физике как законы излучения абсолютно черного тела. К ним относятся законы излучения Планка и Стефана—Больцмана, закон Ламберта и ряд других законов, непосредственно вытекающих из закона излучения Планка. Исключительно важное место занимает здесь закон Кирхгофа.

Эти фундаментальные законы в совокупности с уравнением переноса энергии излучения, уравнением энергии и системой радиационных характеристик топочной среды и тепловоспринимающих поверхностей нагрева являются теоретическими основами методов расчета теплообмена в топках паровых котлов.

Абсолютно черное тело. Под абсолютно черным телом понимают такое идеальное тело, которое полностью поглощает все падающее на него излучение независимо от его спектрального состава, направления распространения и состояния поляризации. Абсолютно черное тело является теоретической моделью идеального излучателя, т. е. тем единственным эталоном, по сравнению с которым можно оценивать радиационные свойства всех реальных тел. Абсолютно черное тело является термодинамической моделью источника равновесного излучения.

Закон излучения Планка. Закон излучения Планка с помощью трех физических постоянных h, k и c_0 устанавливает универсальное распределение по частотам ν спектральной интенсивности излучения абсолютно черного тела при различных температурах:

$$I_0(\nu,\ T)=\frac{2\pi h}{c_0^2}\nu^3\left(e^{h\nu/(kT)}-1\right)^{-1}. \qquad \text{(В-1)}$$

Здесь $h = 6{,}626176 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка; $k = 1{,}380662 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана; $c_0 = 2{,}997925 \cdot 10^8$ м/с — скорость распространения света в вакууме.

Постоянная Планка h определяет соотношение между энергией E и частотой ν квантов ($E = h\nu$), а постоянная Больцмана k — соотношение между энтропией системы S и вероятностью w нахождения ее в данном термодинамическом состоянии ($S = k \ln w$).

Переходя в выражении (В-1) от частоты ν к длине волны λ, можно написать

$$I_0(\lambda,\ T) = c_1 \lambda^{-5} \left(e^{c_2/(\lambda T)} - 1\right)^{-1}, \tag{В-2}$$

где $c_1 = 3{,}7415 \cdot 10^{-16}$ Вт·м² и $c_2 = 1{,}43879 \cdot 10^{-2}$ м·К — первая и вторая константы излучения Планка.

Закон излучения Стефана — Больцмана. Закон излучения Стефана — Больцмана определяет интегральную в полном спектре поверхностную плотность излучения абсолютно черного тела в зависимости от его температуры:

$$E_0(T) = \int_0^\infty I_0(\lambda,\ T)\, d\lambda = \sigma_0 T^4. \tag{В-3}$$

Входящая в эту формулу постоянная Стефана—Больцмана

$$\sigma_0 = \frac{2\pi^5 k^4}{15 c_0^2 h^3} = \frac{c_1 \pi^4}{15 c_2^4} = 5{,}6699 \cdot 10^{-8}\ \text{Вт/(м}^2\cdot\text{К}^4).$$

Зависимость (В-3) была впервые установлена Й. Стефаном еще задолго до появления квантовой теории Планка. На основании термодинамического исследования ее получил Л. Больцман. Формула непосредственно вытекает из закона излучения Планка. Сильная зависимость E_0 от температуры T предопределяет важную роль теплового излучения в теплообмене при высоких температурах.

Закон Ламберта. Закон Ламберта определяет угловое распределение интенсивности (яркости) излучения абсолютно черного тела. Интенсивность излучения $I_\lambda(M,\ s)$, испускаемого поверхностью в окрестности точки M в направлении s, связана с интенсивностью излучения $I_\lambda(M,\ n)$ в направлении нормали к поверхности n зависимостью

$$I_\lambda(M,\ s) = I_\lambda(M,\ n) \cos\varphi, \tag{В-4}$$

где φ — угол между направлениями s и n.

Величина $I_\lambda(M,\ s)$ представляет собой поток энергии, испускаемой в единицу времени в заданном направлении единицей поверхности тела в единице телесного угла и единичном интервале длины волны. Для излучения в полном спектре

$$E(M,\ s) = E(M,\ n) \cos\varphi, \tag{В-5}$$

где

$$E(M,\ s) = \int_0^\infty I_\lambda(M,\ s)\, d\lambda; \quad E(M,\ n) = \int_0^\infty I_\lambda(M,\ n)\, d\lambda.$$

В отличие от идеально диффузного излучателя, для реальных тел, особенно с невысокой поглощательной способностью, возможны определенные отклонения от закона Ламберта.

Закон излучения Вина. Закон излучения Вина непосредственно вытекает из закона Планка при малых по сравнению с c_2 значениях произведения λT. В этих условиях можно с определенной точностью формулу Планка представить в более простом виде:

$$I_0(\lambda,\ T) = c_1 \lambda^{-5} e^{-c_2/(\lambda T)}.$$

При значениях $\lambda T < 3220$ мкм·К расхождения между результатами расчетов по формулам Вина и Планка не превышают 1 %. Они снижаются до 0,1 % при $\lambda T = 2080$ мкм·К. Формула Вина широко используется в оптической пирометрии. Она была получена еще до появления квантовой теории Планка.

Закон смещения Вина. Этот закон устанавливает зависимость от температуры абсолютно черного тела значений длин волн излучения λ_m, при которых спектральная плотность потока излучения достигает максимума. Из закона излучения Планка вытекает, что

$$\lambda_m T = 2897{,}8 \text{ мкм}\cdot\text{К}.$$

При этом

$$I_0(\lambda_m,\ T) = 1{,}287 \cdot 10^{-5} T^5 \text{ Вт/м}^3.$$

Закон Кирхгофа. Этот закон устанавливает взаимосвязь между способностями тела излучать и поглощать энергию. Из него следует, что для всех тел, вне зависимости от их конкретных физических свойств, отношение спектральной плотности потока собственного излучения тела $I_{i\,\text{соб}}(\lambda,\ T)$ к его спектральной поглощательной способности $a_i(\lambda,\ T)$ при одних и тех же значениях длины волны λ и температуры T является величиной постоянной, равной спектральной плотности потока излучения абсолютно черного тела $I_0(\lambda,\ T)$ при тех же значениях λ и T:

$$\frac{I_{1\,\text{соб}}(\lambda,\ T)}{a_1(\lambda,\ T)} = \frac{I_{2\,\text{соб}}(\lambda,\ T)}{a_2(\lambda,\ T)} = \ldots = \frac{I_{n\,\text{соб}}(\lambda,\ T)}{a_n(\lambda,\ T)} = I_0(\lambda,\ T).$$

Для интегрального излучения в полном спектре

$$\frac{E_{1\,\text{соб}}(T)}{a_1(T)} = \frac{E_{2\,\text{соб}}(T)}{a_2(T)} = \ldots = \frac{E_{n\,\text{соб}}(T)}{a_n(T)} = E_0(T).$$

Вводя в рассмотрение спектральную и интегральную степени черноты тел

$$\varepsilon_i(\lambda,\ T) = \frac{I_{i\,\text{соб}}(\lambda,\ T)}{I_0(\lambda,\ T)} \quad \text{и} \quad \varepsilon_i(T) = \frac{E_{i\,\text{соб}}(T)}{E_0(T)},$$

закон Кирхгофа можно записать в виде

$$a_i(\lambda,\ T) = \varepsilon_i(\lambda,\ T) \quad \text{и} \quad a_i(T) = \varepsilon_i(T). \qquad \text{(В-6)}$$

Из выражения (В-6) следует, что в условиях термодинамического равновесия спектральная поглощательная способность тела при

длине волны излучения λ численно равна его спектральной степени черноты при том же значении λ, а интегральная поглощательная способность при температуре T — интегральной степени черноты при той же температуре. Заметим, что степень черноты и поглощательная способность имеют различную физическую природу. Степень черноты является радиационной характеристикой собственно тела и зависит только от его физических свойств и температуры. В отличие от нее поглощательная способность дополнительно зависит также от спектрального состава падающего излучения. Именно с этим обстоятельством связаны возникающие при нарушении термодинамического равновесия отклонения от закона Кирхгофа, нередко наблюдающиеся на практике. Для излучения в узком спектральном интервале (монохроматического излучения) закон Кирхгофа выполняется и $a_i(\lambda) = \varepsilon_i(\lambda)$ даже при отклонениях от термодинамического равновесия. Для интегрального излучения в полном спектре отклонения от условий термодинамического равновесия обычно сопровождаются отклонениями от закона Кирхгофа.

Можно, однако, выделить несколько частных случаев, когда даже в условиях нарушения термодинамического равновесия интегральная поглощательная способность тела остается численно равной его интегральной степени черноты. Это, естественно, всегда имеет место в тех случаях, когда по своим радиационным характеристикам рассматриваемое тело близко к серому (черному). При этом $a_1 = \varepsilon_1$ даже в условиях, когда $T_1 \neq T_2$. Второй случай относится к условиям, когда источник излучения (тело 2) является серым или черным. При этом, если спектральная степень черноты тела 1 не зависит от его температуры, интегральная поглощательная способность этого тела численно равна его интегральной степени черноты при температуре T_2, т. е. $a_1(T_1, T_2) = \varepsilon_1(T_2)$. Е. Эккерт показал, что для металлов в этом случае $a_1 = \varepsilon_1\sqrt{T_1T_2}$ без какого-либо допущения о независимости от температуры спектральной степени черноты тела 1.

Для распространения закона Кирхгофа на условия, когда термодинамическое равновесие отсутствует, часто пользуются при расчетах моделью «серого приближения». Сущность ее состоит в том, что вместо реальных спектральных зависимостей для степени черноты $\varepsilon(\lambda)$ и поглощательной способности $a(\lambda)$ в расчетах используются осредненные по спектру и, естественно, не зависящие от длины волны λ численные значения этих величин. В качестве таких осредненных величин часто применяются средний планковский и средний росселандов коэффициенты поглощения.

Пользоваться моделью «серого приближения» надо с осторожностью ввиду больших погрешностей, которые могут возникнуть при расчетах результирующего потока излучения. В. Н. Адрианов [5] показал, что рассчитанный в «сером приближении» результирующий поток излучения может существенно отличаться от реального даже для условий, близких к условиям термодинамического равновесия.

Расхождения в значениях результирующего потока излучения при расчетах в «сером приближении» и с учетом реальных селективных свойств тел определяют точность «серого приближения». Они связаны с различиями в характере температурных зависимостей для интегральных степени черноты и поглощательной способности тела. По данным [5] погрешность расчета, например для металлов, может достигать 20 %.

При расчетах теплообмена излучением часто пользуются понятием о локальном термодинамическом равновесии, характеризующемся равновесными условиями распределения по энергетическим уровням атомов или молекул вещества при заданной температуре. Все радиационные характеристики элемента среды определяются при этом локальной температурой рассматриваемого элементарного объема. С такими условиями обычно сталкиваются на практике в тех случаях, когда электромагнитное поле, создаваемое вблизи тела посторонним источником излучения, слабо влияет на распределение по энергетическим уровням атомов или молекул вещества. Благодаря непрерывным колебаниям или столкновениям атомов и молекул вещества даже при поглощении некоторого количества энергии тело незначительно отклоняется от своего равновесного состояния.

Отклонения от условий локального термодинамического равновесия обычно наблюдаются при быстро протекающих нестационарных процессах переноса энергии, а также при столь высоких интенсивностях падающего излучения, когда под его воздействием изменяются радиационные характеристики облучаемого тела. Отклонениями от условий локального термодинамического равновесия обычно сопровождается перенос энергии излучения в сильно разреженных газах, когда число столкновений молекул или атомов невелико для поддержания их равновесного распределения по энергетическим уровням.

Уравнение переноса энергии излучения. Исключительно важную роль в расчетах теплообмена излучением играет уравнение переноса энергии излучения. Это уравнение описывает изменение интенсивности (яркости) излучения при прохождении его через поглощающую, рассеивающую и излучающую среду. По своему физическому смыслу оно представляет собой уравнение сохранения энергии излучения, которое может быть записано в следующем общем виде:

$$\frac{dI_\lambda(M,s)}{ds} = k_\lambda(M)\left[-I_\lambda(M,s) + J_\lambda(M,s)\right]. \qquad (B\text{-}7)$$

Здесь $I_\lambda(M, s)$ — спектральная интенсивность излучения в направлении s в произвольной точке среды M; $J_\lambda(M, s)$ — функция источников излучения; $k_\lambda(M) = \alpha_\lambda(M) + \beta_\lambda(M)$ — спектральный коэффициент ослабления среды в точке M, определяемый суммой спектральных коэффициентов поглощения $\alpha_\lambda(M)$ и рассеяния $\beta_\lambda(M)$.

В соответствии с выражением (В-7) изменение интенсивности излучения на элементарном участке среды ds определяется ослаблением излучения вследствие поглощения и рассеяния и приращением излучения вследствие собственного излучения среды, рассеяния внешней радиации и других факторов. Ослабление интенсивности излучения по закону Бугера характеризуется членом $k_\lambda(M)\, I_\lambda(M, s)$. Приращение интенсивности излучения определяется функцией источников $J_\lambda(M, s)$, которую можно представить в виде

$$J_\lambda(M, s) = J_{\lambda\,соб}(M, s) + J_{\lambda\,рас}(M, s). \qquad (В\text{-}8)$$

Первый член этого выражения характеризует интенсивность излучения в направлении s из элементарного объема среды в окрестности точки M, обусловленную собственным излучением элементарного объема. Второй член определяет рассеяние в направлении s излучения, приходящего в точку M из всех элементарных объемов среды по различным направлениям s'. Излучение внешних источников (стенки) обычно учитывается граничными условиями для уравнения (В-7).

Для условия локального термодинамического равновесия часть функции источников, обусловленная собственным излучением среды, составляет

$$J_{\lambda\,соб}(M, s) = \frac{1}{k_\lambda(M)}\, \alpha_\lambda(M)\, I_{\lambda 0}(M).$$

Часть функции источников, обусловленная процессом рассеяния, равна

$$J_{\lambda\,рас}(M, s) = \frac{1}{4\pi k_\lambda(M)}\, \beta_\lambda(M) \int_{4\pi} I_\lambda(M, s')\, \gamma_\lambda(M, s, s')\, d\omega',$$

где $\gamma_\lambda(M, s, s')$ — индикатриса рассеяния для элементарного объема среды в точке M; $d\omega'$ — элементарный телесный угол в направлении s'.

Учитывая (В-8), перепишем уравнение (В-7) таким образом:

$$\frac{dI_\lambda(M, s)}{ds} = k_\lambda(M)\,[-I_\lambda(M, s) + J_{\lambda\,соб}(M, s) + J_{\lambda\,рас}(M, s)]. \qquad (В\text{-}9)$$

Граничные условия для этого уравнения можно задать в виде

$$I_\lambda(M, s)\Big|_{\substack{M=M_{гр}\\(2\pi)^-}} = I_{\lambda\,ст.\,эф}(s) = I_{\lambda\,ст.\,соб}(s) + I_{\lambda\,ст.\,отр}(s),$$

где

$$I_{\lambda\,ст.\,соб}(s) = \varepsilon_{\lambda\,ст}(s)\, I_{\lambda 0}(T_{ст});$$

$$I_{\lambda\,ст.\,отр}(s) = \frac{1}{2\pi} \int_{(2\pi)^+} R_{\lambda\,ст}(s, s')\, I_\lambda(M_{гр}, s')\, d\omega'.$$

Здесь $\varepsilon_{\lambda ст}(s)$ — спектральная степень черноты стенки, которая в общем случае может быть анизотропной; $I_{\lambda 0}(T_{ст})$ — интенсивность планковской радиации при температуре стенки $T_{ст}$;

$R_{\lambda\,\text{ст}}(s,\ s')$ — спектральная направленная отражательная способность стенки.

Если стенка обладает диффузным отражением, $R_{\lambda\,\text{ст}}(s,\ s') = R_{\lambda\,\text{ст}} = \text{const}$. В этом случае интенсивность отраженного излучения

$$I_{\lambda\,\text{ст. отр}} = \frac{R_{\lambda\,\text{ст}}}{2\pi} \int\limits_{(2\pi)+} I_\lambda(M_{\text{гр}}, s')\,d\omega' = R_{\lambda\,\text{ст}} \overline{I}_\lambda(2\pi),$$

где $\overline{I}_\lambda(2\pi)$ — средняя полусферическая интенсивность излучения, падающего на стенку из объема среды. Телесные углы $(2\pi)^{\pm}$ означают положительную и отрицательную полусферы, а буквой $M_{\text{гр}}$ обозначена совокупность точек, принадлежащих граничной поверхности.

Переходя от толщины слоя ds к оптической толщине $d\tau_\lambda = k_\lambda(M)\,ds$, перепишем уравнение (В-9) в виде

$$\frac{dI_\lambda(M, s)}{d\tau_\lambda} = -I_\lambda(M, s) + J_{\lambda\,\text{соб}}(M, s) + J_{\lambda\,\text{рас}}(M, s).$$

Это на первый взгляд простое уравнение представляет собой чрезвычайно сложное интегродифференциальное уравнение. Решение его сопряжено со значительными трудностями, особенно если учесть то обстоятельство, что искомая функция $I_\lambda(M,\ s)$ входит также в граничные условия. Уравнение переноса энергии излучения обычно решается при ряде упрощающих допущений. Например, в случае изотропного рассеяния в среде, т. е. когда индикатриса рассеяния $\gamma_\lambda(M,\ s,\ s') = 1$, это уравнение переходит в неоднородное дифференциальное уравнение первого порядка, формальное решение которого может быть записано в виде

$$I_\lambda(M, s) = I_{\lambda\,\text{ст. эф}}(s)\,e^{-\tau_\lambda} + \int\limits_0^s J_\lambda(M,\ s)\,e^{-\Delta\tau_\lambda}\,ds, \qquad \text{(В-10)}$$

где

$$\tau_\lambda = \int\limits_0^s k_\lambda(M)\,ds, \ \text{а}\ \Delta\tau_\lambda = \int\limits_{s^*}^s k_\lambda(M)\,ds.$$

Если среда является нерассеивающей ($J_\lambda = J_{\lambda\,\text{соб}} = I_{\lambda 0}$), однородной и изотропной, то, выполнив интегрирование (В-10), можем написать

$$I_\lambda(M, s) = I_{\lambda\,\text{ст. эф}}(s)\,e^{-\tau_\lambda} + I_{\lambda 0}(M)\left(1 - e^{-\tau_\lambda}\right). \qquad \text{(В-11)}$$

При этом, если стенка является абсолютно черной и холодной ($T_{\text{ст}} = 0$), полученное выражение принимает вид

$$I_\lambda(M, s) = I_{\lambda 0}(M)\left(1 - e^{-\tau_\lambda}\right). \qquad \text{(В-12)}$$

Для среды малой оптической толщины, когда $\tau_\lambda \ll 1$, разлагая величину $e^{-\tau_\lambda}$ в ряд по степеням τ_λ и пренебрегая членами начиная со второго порядка малости, можем написать

$$I_\lambda(M, s) = \tau_\lambda I_{\lambda 0}(M).$$

В этом случае интенсивность излучения среды определяется произведением оптической толщины слоя τ_λ на интенсивность планковской радиации $I_{\lambda 0}(M)$.

Для среды большой оптической толщины, когда $\tau_\lambda \gg 1$, пренебрегая в (В-12) величиной $e^{-\tau_\lambda}$, получаем

$$I_\lambda(M, s) = I_{\lambda 0}(M),$$

что говорит о том, что в этих условиях излучение среды приближается к излучению абсолютно черного тела.

Если среда является чисто поглощающей и ввиду ее невысокой температуры собственным излучением среды можно пренебречь, перенос энергии излучения в такой среде будет определяться лишь процессом поглощения в объеме среды излучения, исходящего от стенки. При этом на основании (В-11) приходим к известному закону Бугера

$$I_\lambda(M, s) = I_{\lambda\, \text{ст. эф}}(s)\, e^{-\tau_\lambda}$$

и выражению

$$a_\lambda(M) = 1 - \frac{I_\lambda(M, s)}{I_{\lambda\, \text{ст. эф}}(s)} = 1 - e^{-\tau_\lambda}$$

для определения поглощательной способности слоя $a_\lambda(M)$. Напомним, что полученное выражение относится к поглощающей среде с одинаковой во всех точках температурой.

Уравнение переноса энергии излучения входит в систему уравнений, определяющих термодинамическое состояние и условия движения среды. Система замыкается уравнением энергии, которое записывается для результирующих потоков энергии, связанных с различными процессами ее переноса и химико-физическими превращениями в среде, существенно влияющими на условия теплообмена. Уравнение энергии, таким образом, представляет собой математическую запись закона сохранения и превращения энергии для всех ее видов в рассматриваемом процессе.

Для совместного решения уравнения переноса энергии излучения и уравнения энергии используются данные о термодинамическом состоянии среды, определяемые системой соответствующих уравнений. Задача решается при заданных граничных условиях на поверхностях, ограничивающих рассматриваемый объем [2, 3]. Интересные результаты, связанные с решением сформулированной задачи применительно к излучающей, поглощающей и рассеивающей среде, были получены и обобщены в известных работах Р. Висканты с соавторами [88, 89, 91, 92].

Излучение и теплопроводность. При переносе энергии излучения в слое нетеплопроводной среды конечной оптической толщины на границе среда — стенка возникает разрыв температурного поля. Как показал С. Н. Шорин, в этих условиях плотность потока результирующего излучения определяется зависимостью

$$q_R = \frac{\sigma_0 \left(T_1^4 - T_2^4\right)}{1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1 + \tau_0},$$

в которой T_1 и T_2 — температуры стенок плоского слоя; ε_1 и ε_2 — их степени черноты; τ_0 — оптическая толщина слоя. Чем меньше величина τ_0, тем слабее влияние среды на перенос энергии излучения и распределение температуры в слое.

Скачок температуры исчезает, если среда является теплопроводной. В этом случае температурное поле в слое формируется в результате совместного действия излучения и теплопроводности, а уравнение радиационно-кондуктивного теплообмена может быть записано в виде

$$N\frac{d^2\Theta(\tau)}{d\tau^2}=(1-Sc)\left[\Theta^4(\tau)-\frac{1}{4\pi\sigma_0T_1^4}\int_0^\infty d\lambda\int_{4\pi}I_\lambda d\omega\right],$$

где $Sc=\beta/k$ — параметр Шустера (альбедо), учитывающий относительную долю рассеяния в суммарном ослаблении; $\Theta=T/T_1$ — относительная температура, выраженная в долях температуры стенки T_1. В приведенном уравнении параметр $N=\lambda_{конд}\,k/(4\sigma_0T_1^3)$ характеризует соотношение между потоками энергии, переносимыми теплопроводностью и излучением. Вследствие непрерывности температурного поля граничные условия записываются в виде

$$\Theta(0)=\Theta_1=T_1/T_1=1;\quad \Theta(\tau_0)=\Theta_2=T_2/T_1.$$

Численное решение приведенного уравнения было получено Р. Вискантой [14, 15, 90, 91].

Если в выражении для N учесть, что $k=1/l$, где l — длина свободного пробега фотонов, то, представив параметр N в виде

$$N=\frac{\lambda_{конд}T_1/l}{4\sigma_0T_1^4},\qquad (B\text{-}13)$$

несложно убедиться, что он характеризует соотношение между кондуктивным и радиационным потоками энергии. Этот параметр играет важную роль в теории сложного теплообмена.

При $\lambda_{конд}T_1/l\gg 4\sigma_0T_1^4$ параметр $N\gg 1$, и в пределе, когда $N\to\infty$, перенос энергии осуществляется только теплопроводностью. В этом случае уравнение теплообмена переходит в хорошо известное уравнение теплопроводности:

$$\frac{d^2\Theta(\tau)}{d\tau^2}=0.$$

Наоборот, при $\lambda_{конд}T_1/l\ll 4\sigma_0T_1^4$ параметр $N\ll 1$, и в пределе, когда $N=0$, перенос энергии осуществляется только излучением. Уравнение теплообмена при этом принимает вид

$$\Theta^4(\tau)=\frac{1}{4\sigma_0T_1^4}\int_0^\infty d\lambda\int_{4\pi}I_\lambda d\omega.$$

Для оптически тонкого слоя ($\tau_0\ll 1$) радиационно-кондуктивный параметр

$$N_{\tau_0\ll 1}=\frac{2}{\tau_0^2}N.$$

Для оптически толстого слоя ($\tau_0 \gg 1$) $N_{\tau_0 \gg 1} = 0{,}75N$.

Если во втором случае соотношение между потоками энергии, переносимыми теплопроводностью и излучением, зависит только от величины N, то в первом случае оно определяется также величиной τ_0. При значении параметра $N = 0{,}5\tau_0^2$ для оптически тонкого слоя поток энергии, переносимый теплопроводностью, становится равным потоку энергии, переносимому излучением. При $N \gg 0{,}5\tau_0^2$ превалирующим становится кондуктивный перенос энергии.

Для оптически тонкого слоя нетеплопроводной среды ($\lambda_{конд} = 0$; $N = 0$) уравнение теплообмена принимает наиболее простой вид:

$$\Theta^4(\tau) = (1 + \Theta_2^4)/2.$$

В этом случае температура среды во всех точках слоя одинакова и равна

$$T^4(\tau) = (T_1^4 + T_2^4)/2,$$

а на границе среда—стенка вследствие разрыва температурного поля $T(0) \neq T_1$ и $T(\tau_0) \neq T_2$. Для теплопроводной среды ($\lambda_{конд} = 0$) температурное поле является непрерывным и скачок температуры на границе между средой и стенкой отсутствует.

При расчетах теплообмена в топках в качестве основного определяющего критерия используется критерий Больцмана Bo. Этот критерий характеризует соотношение между конвективным переносом энергии в направлении движения газов и переносом энергии излучения.

Воспользовавшись приведенным выше кондуктивно-радиационным параметром N, критерий Больцмана Bo можно связать с критериями Рейнольдса Re и Прандтля Pr и оптической толщиной слоя τ_0: $Bo = N\tau_0^{-1}\,RePr$. Из полученного выражения видно, что определяемое критерием Bo соотношение между конвективным и радиационным переносом энергии зависит не только от критериев Re и Pr, но и от кондуктивно-радиационного параметра N и оптической толщины слоя τ_0.

Средние интегральные коэффициенты поглощения. В инженерной практике при решении широкого круга задач уравнение переноса энергии излучения обычно записывается в интегральном виде, т. е. для плотности потока излучения в полном спектре. В этом случае вместо спектрального коэффициента поглощения α_λ используется интегральный коэффициент поглощения α.

Для оптически тонкого слоя средняя длина свободного пробега квантов энергии велика по сравнению с характерным геометрическим размером системы. Поэтому кванты энергии, испускаемые любым элементом объема, могут свободно взаимодействовать как с любым другим элементарным объемом, так и непосредственно с граничными поверхностями. В этих условиях в качестве среднего

интегрального коэффициента поглощения обычно используется средний планковский коэффициент поглощения

$$\alpha_P = \frac{\int\limits_0^\infty \alpha_\lambda I_0(\lambda, T)\, d\lambda}{\int\limits_0^\infty I_0(\lambda, T)\, d\lambda} = \frac{c_1}{\sigma_0 T^4} \int\limits_0^\infty \alpha_\lambda \lambda^{-5} \left(e^{c_2/(\lambda T)} - 1\right)^{-1} d\lambda. \quad \text{(B-14)}$$

Оптически толстый слой ввиду малости средней длины свободного пробега квантов можно условно рассматривать как континуум фотонов. При этом процесс переноса энергии излучения, подобно диффузионному переносу, или переносу энергии теплопроводностью, по существу, определяется локальным градиентом температуры в окрестности рассматриваемой точки среды. На каждый элемент среды в этом случае влияют только его соседние элементы, и можно условно говорить как бы о диффузионном процессе переноса энергии излучения.

В этих условиях в качестве среднего интегрального коэффициента поглощения обычно используется средний росселандов коэффициент поглощения α_R, определяемый формулой

$$\frac{1}{\alpha_R} = \frac{\int\limits_0^\infty \frac{1}{\alpha_\lambda} \frac{dI_0(\lambda, T)}{ds}\, d\lambda}{\int\limits_0^\infty \frac{dI_0(\lambda, T)}{ds}\, d\lambda} = \frac{1}{4\sigma_0 T^3} \int\limits_0^\infty \frac{1}{\alpha_\lambda} \frac{dI_0(\lambda, T)}{dT}\, d\lambda. \quad \text{(B-15)}$$

Плотность результирующего потока энергии излучения в полном спектре можно при этом записать в виде

$$q_R = \lambda_R \frac{dT}{ds},$$

где $\lambda_R = 16\sigma_0 T^3/(3\alpha_R)$ — коэффициент «радиационной теплопроводности». Обычно коэффициент поглощения α_P всегда превышает коэффициент поглощения α_R.

В то время как спектральный коэффициент поглощения α_λ зависит от длины волны излучения λ, средние интегральные коэффициенты поглощения α_P и α_R являются функциями температуры. Природа температурной зависимости для интегральных коэффициентов α_P и α_R определяется двумя обстоятельствами: особенностями спектральной зависимости для α_λ и собственно зависимостью от температуры комплексного показателя преломления частиц. Наиболее существенным является здесь влияние селективных свойств частиц, связанных со значением параметра дифракции ρ.

Так, для частиц малых размеров средний планковский коэффициент поглощения является линейной функцией температуры. Для частиц больших размеров, когда спектральный коэффициент поглощения α_λ перестает зависеть от параметра дифракции и

комплексного показателя преломления, интегральные коэффициенты поглощения перестают зависеть от температуры.

Система радиационных характеристик. При расчетах теплообмена в топках в качестве исходных данных используются данные о радиационных свойствах топочной среды (пламени) и загрязненных тепловоспринимающих поверхностей нагрева.

Радиационные характеристики топочной среды включают в себя данные о степени черноты и поглощательной способности газообразных продуктов сгорания (CO_2 и H_2O) и взвешенных в потоке этих газов частиц золы, кокса, сажи. Радиационные характеристики частиц, образующих твердую дисперсную фазу факела, включают в себя коэффициенты поглощения, рассеяния и индикатрису рассеяния. Для расчета этих величин необходимо располагать данными о комплексном показателе преломления частиц, их концентрации и распределении по размерам.

Радиационные характеристики загрязненных тепловоспринимающих поверхностей нагрева (топочных экранов) включают в себя данные о степени черноты и поглощательной способности слоя загрязнений, а также используемые при расчетах по нормативному методу [56] данные о коэффициентах тепловой эффективности экранов.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЗООБРАЗНЫХ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

1-1. СПЕКТРАЛЬНЫЕ РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА И ВОДЯНОГО ПАРА

Важную роль в процессе теплообмена в топках играют углекислый газ CO_2 и водяной пар H_2O, образующиеся при сжигании твердого топлива, мазута и газа. При температурах, характерных для топочных камер котлоагрегатов, эти трехатомные газы излучают и поглощают энергию в отдельных колебательно-вращательных полосах инфракрасной области спектра, образованных множеством взаимно перекрывающихся линий. Интегральная сила полос может быть рассчитана по формуле

$$\alpha_F(273) = \int_{(\Delta\nu)_F} \alpha_\nu(273)\, d\nu,$$

в которой α_ν (273) — спектральный коэффициент поглощения при $T = 273$ К и $p = 0{,}101$ МПа (STP), а $(\Delta\nu)_F$ — полная ширина полосы.

Ниже приведены данные об интегральной силе основных полос поглощения CO_2 и H_2O:

	Углекислый газ				Водяной пар			
Полоса, мкм	1,9	2,7	4,3	15	1,38	1,87	2,7	6,3
Центр полосы ν_0, см$^{-1}$	5263	3715	2350	667	7250	5350	3760	1600
$10^{-1}\alpha_F$ (273), см$^{-2}$ (МПа)$^{-1}$	1,6	67	2700	240	18	24	220	300

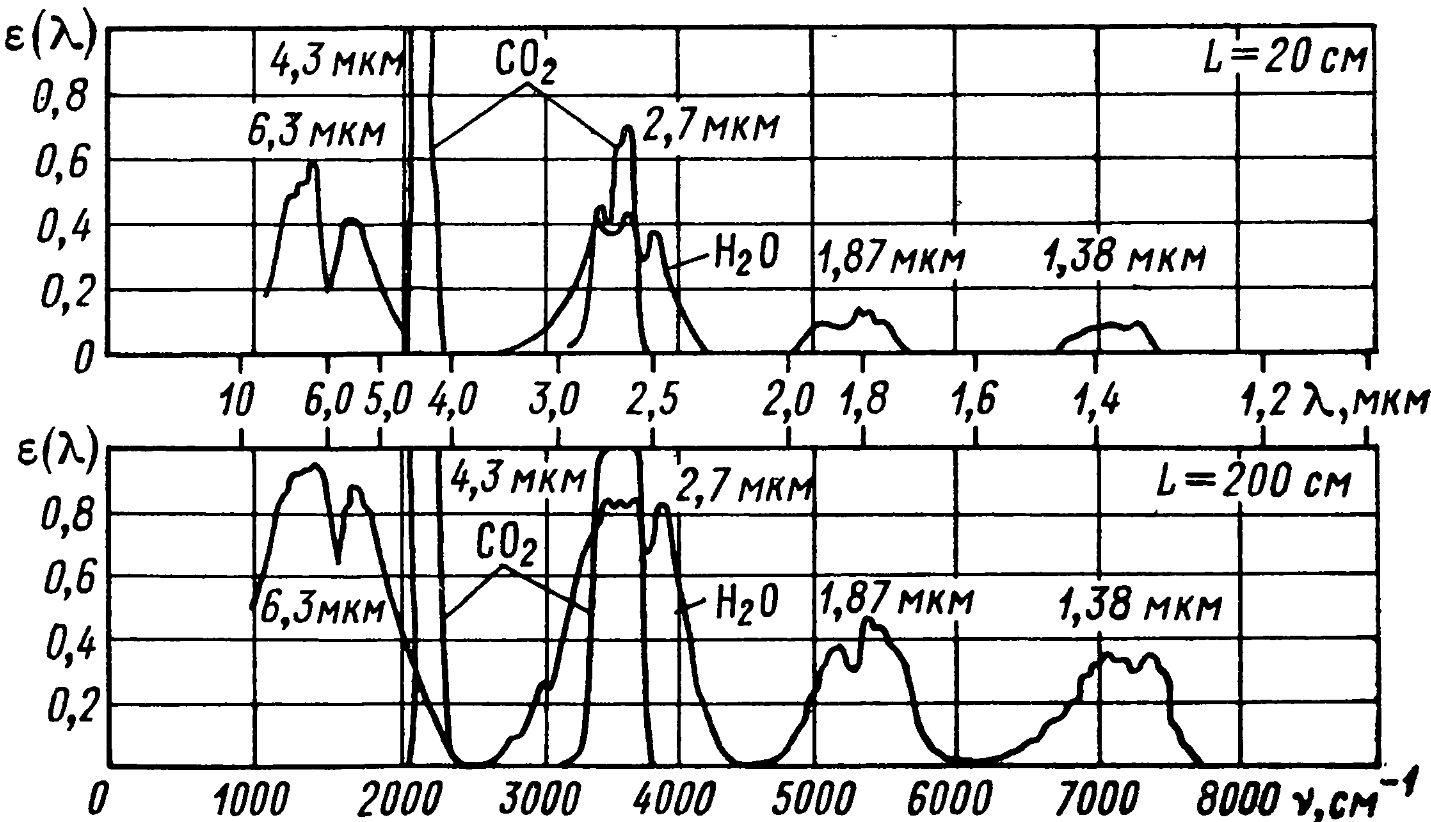


Рис. 1-1. Спектральные степени черноты углекислого газа $\varepsilon_{CO_2}(\lambda)$ и водяного пара $\varepsilon_{H_2O}(\lambda)$ при $T = 1200$ К и $p = 0{,}101$ МПа

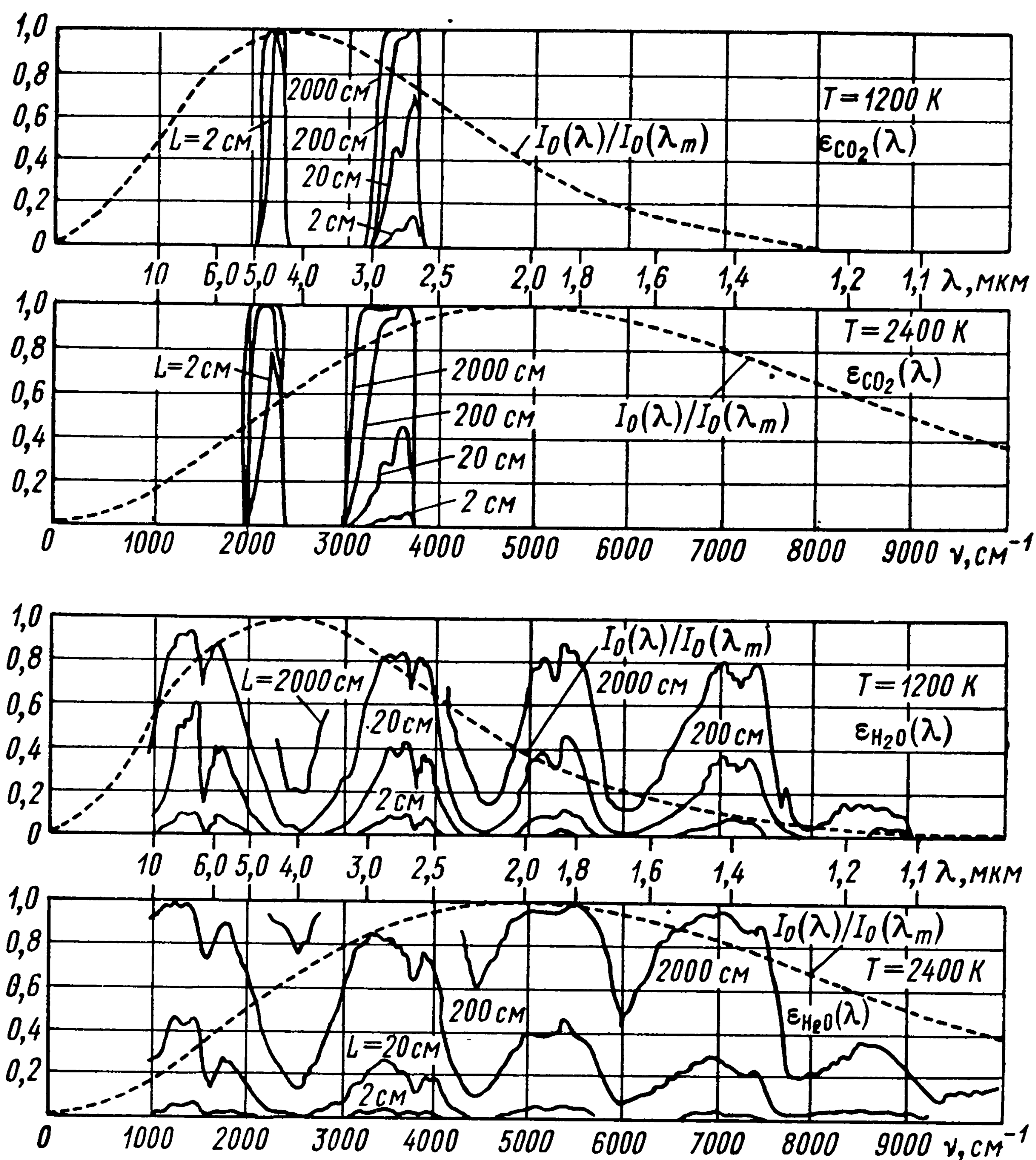


Рис. 1-2. Влияние толщины слоя L на спектральные степени черноты углекислого газа CO_2 и водяного пара H_2O при $p = 0,101$ МПа; $r_{CO_2} = p_{CO_2}/p = 0,5$; $r_{H_2O} = p_{H_2O}/p = 0,5$

Для перехода от значений α_F (273) к значениям интегральной силы полосы при температуре T можно воспользоваться зависимостью

$$\alpha_F(T) = \frac{273}{T}\alpha_F(273).$$

Другой важной спектроскопической характеристикой полос поглощения газов является полуширина полосы, которая определяется при значении спектрального коэффициента поглощения, равном половине его максимального значения.

Наиболее важную роль в тепловом излучении углекислого газа играет полоса 4,3 мкм, а в излучении водяного пара — полосы 6,3 и 2,7 мкм. В спектральных промежутках между отдельными полосами поглощения газы обладают высокой прозрачнсстью и практически не излучают при характерных для топочных камер

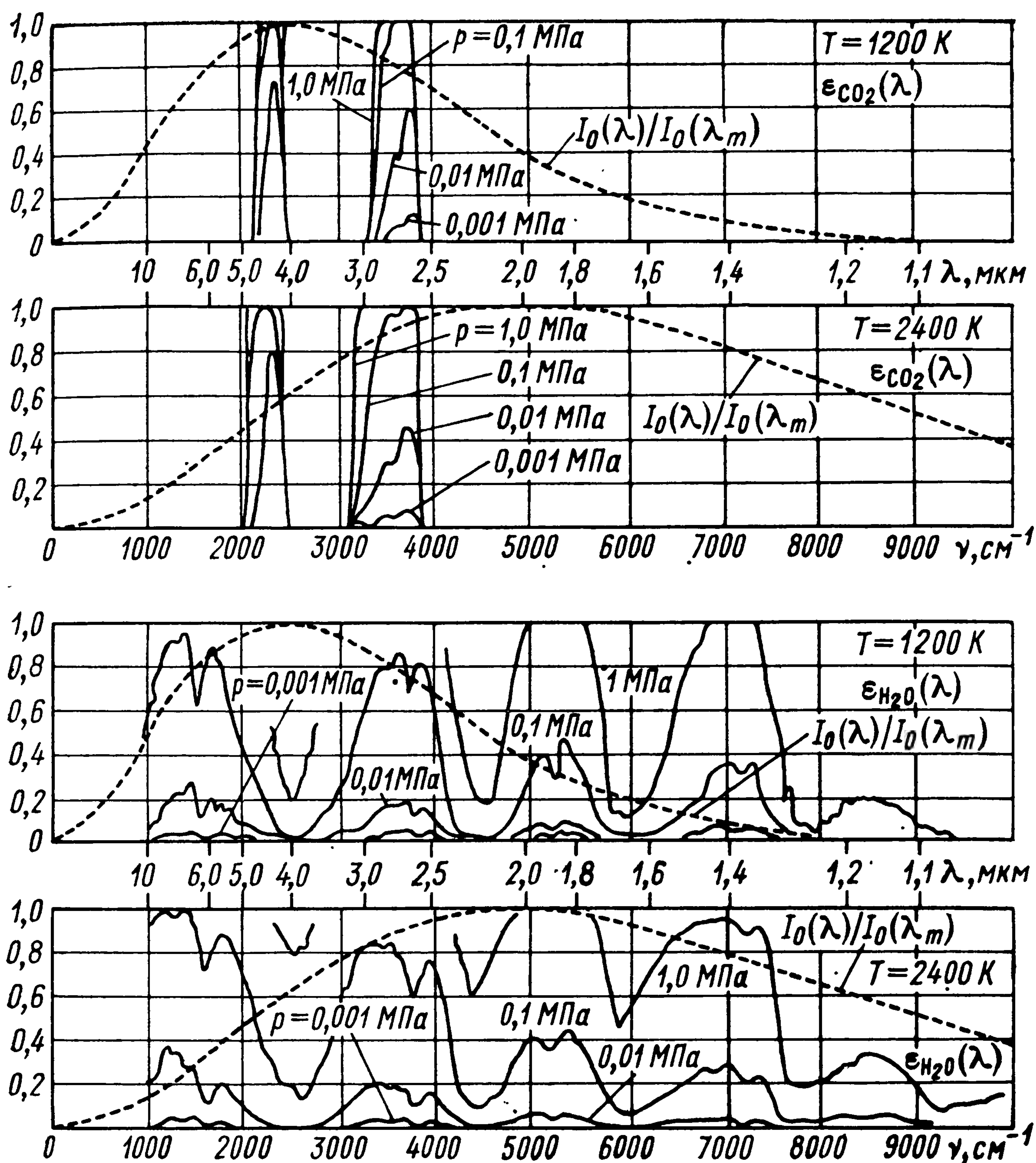


Рис. 1-3. Влияние давления p на спектральные степени черноты углекислого газа CO_2 и водяного пара H_2O при $L = 200$ см; $r_{CO_2} = p_{CO_2}/p = 0{,}5$; $r_{HO_2} = p_{HO_2}/p = 0{,}5$

значениях оптической толщины слоя. В этих спектральных промежутках излучает лишь твердая дисперсная фаза продуктов сгорания. Ширина спектральных промежутков зависит от оптической толщины слоя τ. Она уменьшается с ростом τ вследствие возрастания поглощения в крыльях полос.

На рис. 1-1—1-5 приведены данные [71] о спектральной степени черноты и спектральном коэффициенте поглощения углекислого газа и водяного пара при различных толщинах слоя, давлениях и температурах. На рис. 1-1 показаны полосы поглощения CO_2 и H_2O при температуре $T = 1200$ К и полном давлении $p = 0{,}101$ МПа для двух толщин слоя: $L = 20$ см и $L = 200$ см. Для каждого из газов парциальные давления приняты равными 0,101 МПа. Из рисунка видно, что излучение CO_2 сосредоточено в двух сравнительно узких полосах спектра, в то время как полосы H_2O практи-

чески заполняют почти всю область инфракрасного спектра, существенную для условий теплообмена в топках.

Из рис. 1-1 видно также перекрытие полос поглощения CO_2 и H_2O, вследствие которого излучение одного газа частично поглощается другим, что приводит к снижению степени черноты смеси газов.

Из теории и имеющихся опытных данных известно, что на ширину полос поглощения оказывают влияние изменения температуры газа T, давления p и толщины слоя L. Влияние этих величин на спектральную степень черноты газа и ширину полос поглощения показано на рис. 1-2—1-5.

На рис. 1-2 и 1-3 показано, как изменяется спектральная степень черноты в полосах поглощения углекислого газа $\varepsilon_{CO_2}(\lambda)$ и водяного пара $\varepsilon_{H_2O}(\lambda)$ в зависимости от толщины слоя L и давления p при двух температурах: 1200 и 2400 К. Как видно из кривых, увеличение толщины слоя L приводит к повышению спектральной степени черноты и уширению полос поглощения CO_2 и H_2O, особенно на крыльях полос, преимущественно в сторону длинноволновой области спектра инфракрасного излучения газов. Влияние давления на спектр полос поглощения CO_2 и H_2O аналогично по характеру влиянию толщины слоя. Как и увеличение толщины слоя газа L, увеличение давления газа p приводит к уширению полос поглощения в сторону длинноволновой области спектра, особенно на крыльях полос. Наиболее сильно изменение давления и толщины слоя газа сказывается на спектральной степени черноты водяного пара $\varepsilon_{H_2O}(\lambda)$.

В то же время из приведенных данных видно, что изменение парциального давления p_i оказывает более сильное влияние на спектральную степень черноты CO_2 и H_2O, чем изменение толщины слоя L. Поэтому даже при одном и том же значении $p_i L$, но разных p_i и L спектральная степень черноты газа различна. Наиболее заметно это проявляется у водяного пара. Так, например, при неизменном значении $p_{H_2O}L = 2$ МПа·м и одной и той же температуре $T = 1200$ К спектральная степень черноты водяного пара при $\lambda = 2$ мкм равна 0,62 при $p_{H_2O} = 0,1$ МПа и $L = 20$ м и 0,95 при $p_{H_2O} = 1$ МПа и $L = 2$ м.

Физическим объяснением этого является то обстоятельство, что в связи с изменением парциального давления p_i изменяется также сам коэффициент поглощения $k_i(\lambda)$. Это изменение для CO_2 менее значительно, чем для H_2O, в связи с тем, что для CO_2 среднее расстояние между спектральными линиями в полосах гораздо меньше.

Одновременно с изменением спектральной степени черноты газа при изменении температуры изменяется также распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела. Поэтому на всех графиках штриховыми линиями показаны также относительные распределения спектральной интенсивности излучения абсолютно черного тела $I_0(\lambda)/I_0(\lambda_m)$ при температуре газа, выра-

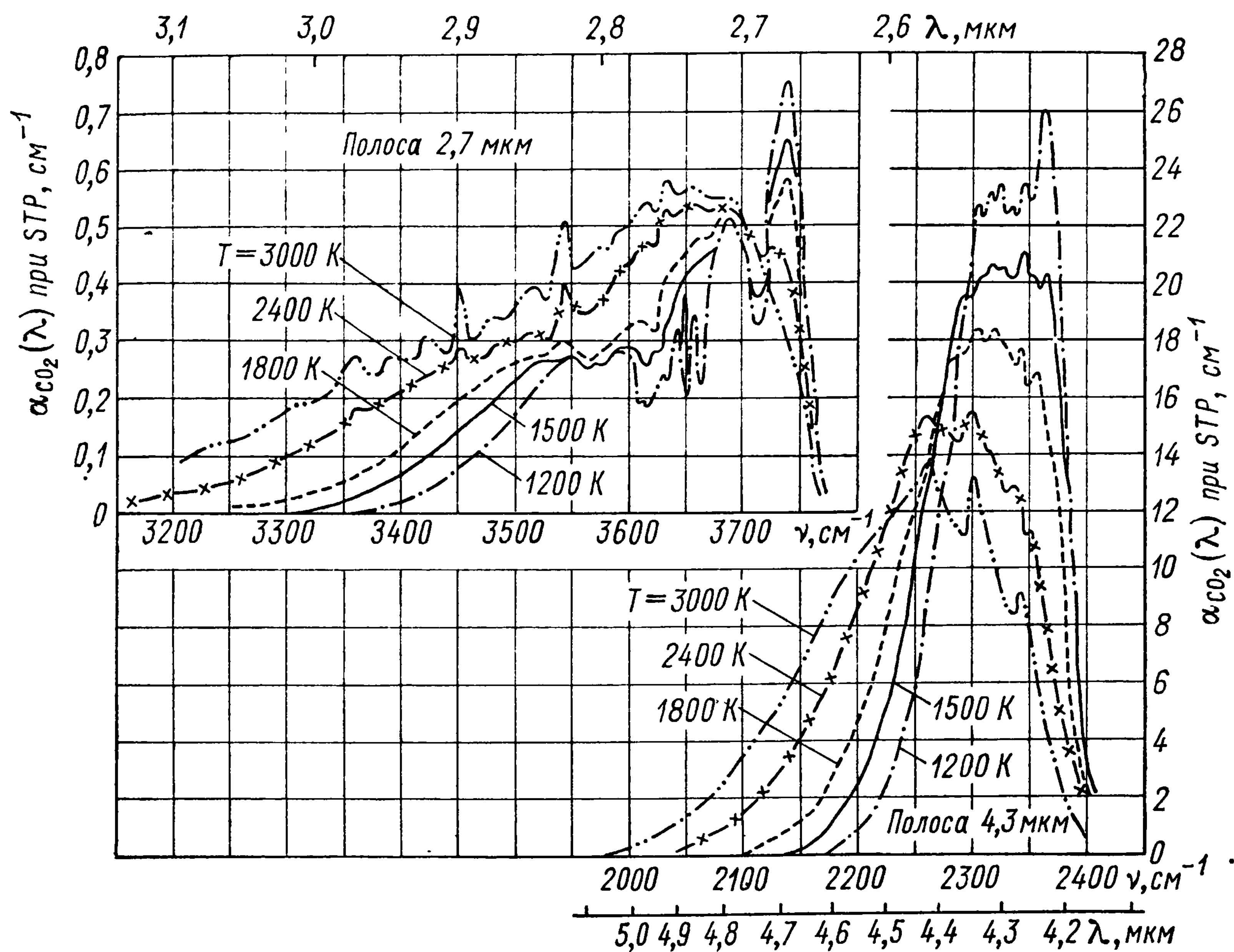


Рис. 1-4. Влияние температуры T на спектральный коэффициент поглощения углекислого газа $\alpha_{CO_2}(\lambda)$ в полосах поглощения 2,7 и 4,3 мкм

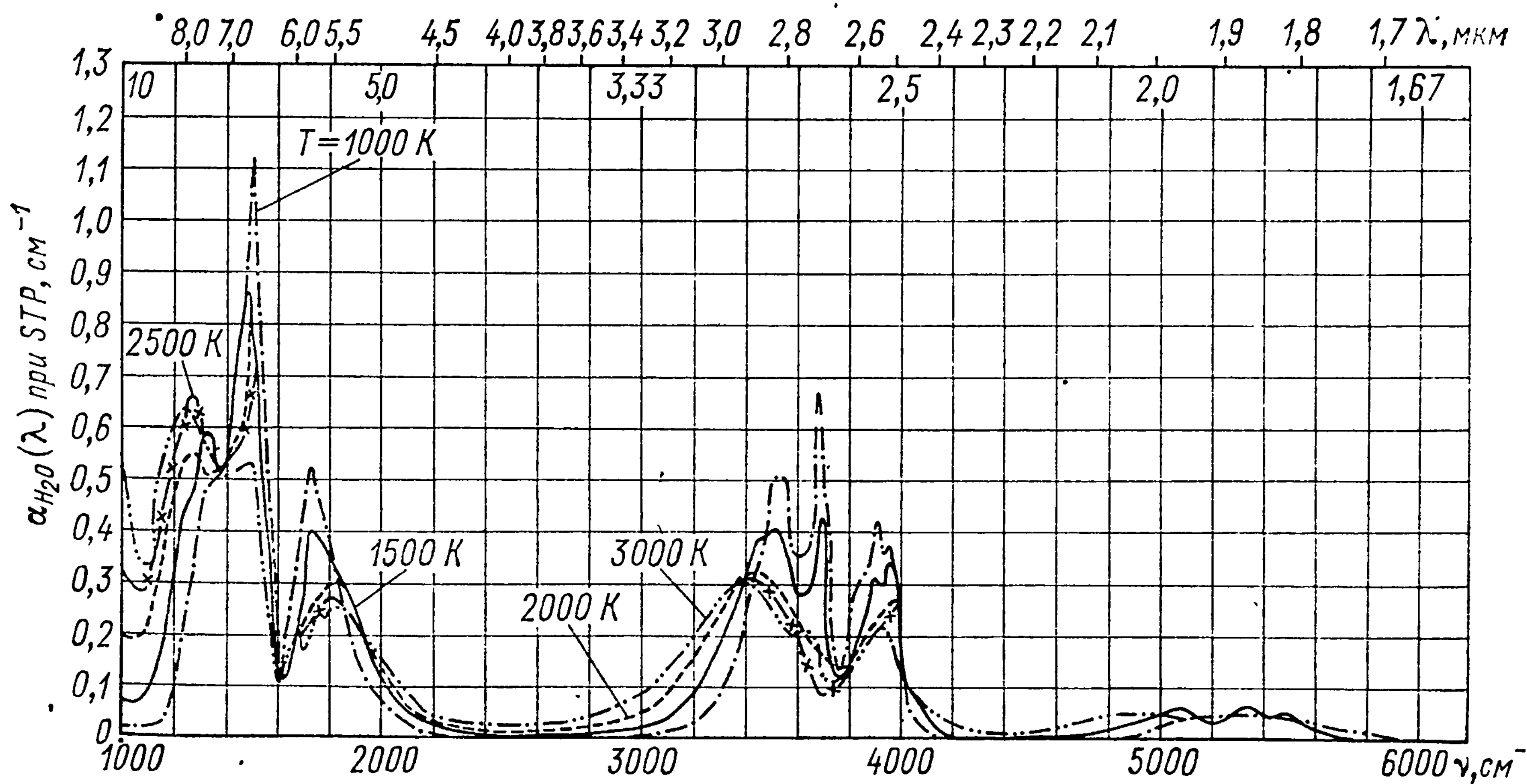


Рис. 1-5. Спектральный коэффициент поглощения водяного пара $\alpha_{H_2O}(\lambda)$ при различных температурах

женные в долях интенсивности излучения абсолютно черного тела в максимуме $I_0(\lambda_m)$ при заданной температуре.

Приведенные данные позволяют сопоставить излучение газов в соответствующих полосах спектра с излучением абсолютно черного тела в этих же областях спектра и определить, таким образом, как интегральную степень черноты отдельных полос, так и интегральную степень черноты газа в полном спектре.

Характер влияния температуры на спектральный коэффициент поглощения углекислого газа $\alpha_{CO_2}(\lambda)$ в полосах 2,7 и 4,3 мкм наглядно иллюстрируется данными, приведенными на рис. 1-4. Как видно из этих данных, влияние температуры заметно сказывается лишь в длинноволновой части полос. Для полосы 2,7 мкм при значениях $\nu < 3500$ см$^{-1}$ сравнительно небольшое увеличение температуры T приводит к заметному увеличению спектрального коэффициента поглощения $\alpha_{CO_2}(\lambda)$. В центре полосы это влияние практически нивелируется, и при $\nu > 3500$ см$^{-1}$ спектральная степень черноты газа очень слабо зависит от его температуры.

Несколько иначе изменяется спектральный коэффициент поглощения $\alpha_{CO_2}(\lambda)$ в полосе 4,3 мкм. В длинноволновой части этой полосы влияние температуры на величину $\alpha_{CO_2}(\lambda)$ является наиболее сильным по сравнению с полосой 2,7 мкм. Величина $\alpha_{CO_2}(\lambda)$ здесь заметно увеличивается с ростом температуры газа. В центральной и коротковолновой частях полосы также существенно сказывается влияние температуры на спектральный коэффициент поглощения газа. Характер влияния температуры в этих частях спектра противоположен характеру температурной зависимости $\alpha_{CO_2}(\lambda)$ для длинноволновой части спектра. В отличие от длинноволновой части полосы ($\nu < 2260$ см$^{-1}$) в центральной и коротковолновой частях ($\nu > 2260$ см$^{-1}$) увеличение температуры влечет за собой снижение значения спектрального коэффициента поглощения. Такое изменение $\alpha_{CO_2}(\lambda)$ в зависимости от температуры T приводит к заметному увеличению спектральной степени черноты газа в коротковолновой части полосы и сравнительно слабо сказывается на величине $\varepsilon_{CO_2}(\lambda)$ в центре полосы.

В длинноволновой части, а также частично и в центральной части полосы увеличение температуры газа приводит к некоторому снижению его спектральной степени черноты. Аналогичным образом, как это видно из рис. 1-5, изменяется также спектральный коэффициент поглощения водяного пара $\alpha_{H_2O}(\lambda)$.

В заключение заметим, что с повышением давления спектр излучения в полосе приближается к непрерывному. Ввиду того что, как уже отмечалось выше, среднее расстояние между спектральными линиями в полосе для CO_2 значительно меньшее, чем для H_2O, непрерывность спектра в полосах поглощения CO_2 достигается при более низких давлениях, чем в полосах поглощения H_2O. Этим, в частности, можно объяснить тот факт, что при условиях, характерных для топок котлоагрегатов, закон Бугера—Бера

выполняется с гораздо большей точностью для CO_2, чем для H_2O. Влияние указанного фактора приводит также к более простому выражению для степени черноты CO_2 по сравнению с H_2O, как это следует из формул (1-3) и (1-5), которые будут приведены ниже.

Ю. А. Попов и Р. Л. Шварцблат [45] провели расчеты спектральных коэффициентов поглощения и степеней черноты CO_2, H_2O и их смесей на основании статистической модели полос поглощения газов. Эти расчеты показывают, что при достаточно большой толщине слоя газов ($L = 20$ м) полосы излучения практически смыкаются, образуя характерный для топочных камер спектр газового излучения. Увеличение толщины слоя газов, как и следовало ожидать, приводит к заметному возрастанию излучения не только в центре, но и на крыльях полос.

1-2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ОБ ИНТЕГРАЛЬНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ CO_2 И H_2O

Углекислый газ CO_2 и водяной пар H_2O являются основными газообразными продуктами, образующимися при сжигании органических топлив. Излучение этих газов совместно с излучением твердой дисперсной фазы факела определяет степень черноты и поглощательную способность пламени.

К настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал по интегральным и спектральным характеристикам излучения CO_2, H_2O и их смесей. Из многочисленных работ, выполненных в этой области, основополагающими являются известные работы X. Хоттеля, которые легли в основу широко использующегося в инженерной практике метода расчета степени черноты и поглощательной способности указанных газов.

В экспериментальных исследованиях радиационных свойств CO_2 и H_2O было детально изучено влияние на интегральную степень черноты газа парциального давления и толщины излучающего слоя, температуры и полного давления газа. Для смесей газов исследовалось влияние на интегральную степень черноты условий перекрытия полос поглощения CO_2 и H_2O.

При исследовании поглощательной способности газов, помимо указанных влияний, было изучено также влияние температуры источника падающего излучения на интегральную поглощательную способность газа. К настоящему времени достаточно полно изучены основные спектроскопические характеристики CO_2 и H_2O, необходимые для расчетов спектрального распределения интенсивности излучения газов.

На основании анализа имеющихся экспериментальных данных можно утверждать, что мы обладаем в настоящее время достаточно надежными и точными данными о радиационных свойствах CO_2 и H_2O для температур, парциальных и полных давлений, а также толщин слоя, характерных для топочных камер котлоагрегатов. Радиационные свойства CO_2 и H_2O наиболее детально были изучены при полном давлении 0,101 МПа.

В опытах Х. Хоттеля и Х. Мангельсдорфа изучалось влияние на степень черноты CO_2 парциального давления p_{CO_2} и температуры газа T при полном давлении $p = 0{,}101$ МПа, толщине излучающего слоя $L = 51{,}2$ см и изменении температуры газа от 300 до 1300 К. Опыты проводились как с чистым углекислым газом, так и со смесями CO_2 с азотом при давлении вплоть до значений $p_{CO_2} = 0{,}2 \cdot 10^{-3}$ МПа.

В опытах Х. Хоттеля и В. Смита было изучено влияние на ε_{CO_2} изменения толщины слоя L и температуры газа T. Опыты проводились при четырех толщинах слоя L, равных 5; 16; 20 и 40 см, в области значений $p_{CO_2}L = (1{,}4 \ldots 14)10^{-3}$ МПа·м и температур $T = 1680 \ldots 2340$ К. Большие экспериментальные исследования были проведены Е. Эккертом в областях значений $p_{CO_2}L = (0{,}52 \ldots 65{,}4)10^{-3}$ МПа·м и $T = 373 \ldots 1528$ К при двух толщинах слоя: $L = 10{,}2$ см и $L = 65{,}4$ см.

Измерения А. И. Чарушникова и Т. Х. Берлянд были проведены при постоянной толщине слоя газа $L = 16$ см и изменении температуры газа от 970 до 1670 К. Эти измерения интересны в том отношении, что они связывают верхнюю границу температур, достигнутую в опытах Х. Хоттеля с Х. Мангельсдорфом и Е. Эккерта, с нижней границей малонадежных высокотемпературных измерений Х. Хоттеля и В. Смита.

При толщине слоя $L = 32{,}6$ см, примерно в два раза превышающей толщину слоя в опытах А. И. Чарушникова и Т. Х. Берлянд, А. С. Невским и Л. А. Чукановой были получены данные об интегральной степени черноты CO_2 в интервале температур от 578 до 1332 К при трех значениях произведения $p_{CO_2}L$, равных соответственно $1 \cdot 10^{-2}$; $2 \cdot 10^{-2}$ и $3 \cdot 10^{-2}$ МПа·м.

Ряд измерений был выполнен на установках с ударными трубами. Здесь следует отметить опыты В. Н. Сошникова, охватывающие область температур от 1000 до 2000 К при значениях $p_{CO_2}L$ от 10^{-3} до 0,101 МПа·м.

Большой комплекс работ по исследованию излучения CO_2 был проведен в последние годы в Казанском химико-технологическом институте имени С. М. Кирова (КХТИ) К. Б. Панфиловичем, А. Г. Усмановым и Н. Х. Ахуновым [43]. Ими были получены данные о степени черноты CO_2 в широких пределах изменения определяющих параметров: $L = 10 \ldots 27$ см; $p_{CO_2}L = 1 \cdot 10^{-2} \ldots 2{,}65 \cdot 10^{-2}$ МПа·м; $T = 680 \ldots 1060$ К.

Многочисленные опытные данные показывают, что изменение толщины слоя газа L при постоянном значении p_{CO_2}, равно как и изменение парциального давления p_{CO_2} при постоянной толщине слоя, оказывает эквивалентное влияние на степень черноты CO_2. Поэтому в соответствии с законом Бера величину ε_{CO_2} обычно определяют в зависимости не от двух параметров p_{CO_2} и L, а от одного параметра, представляющего собой произведение этих величин $p_{CO_2}L$. Опытные данные показывают также, что при температурах свыше 1000 К увеличение температуры газа приводит к снижению величины ε_{CO_2}. При полном давлении газа $p = 0{,}101$ МПа степень черноты CO_2 является функцией двух определяющих параметров $p_{CO_2}L$ и T.

С экспериментальными данными об интегральных степенях черноты CO_2 хорошо согласуются результаты расчетов ε_{CO_2}, выполненных на базе спектроскопических данных, в частности на основании спектроскопических характеристик CO_2, полученных Д. Эдвардсом при постоянной толщине слоя газа $L = 38{,}8$ см в области температур от 300 до 1400 К при значениях $p_{CO_2}L$ от $2 \cdot 10^{-3}$ до $38{,}8 \cdot 10^{-3}$ МПа·м. Несколько отличные результаты были получены Б. Лекнером, но и они удовлетворительно согласуются с данными Х. Хоттеля.

На основании рассмотренных работ можно сделать вывод о высокой надежности имеющихся экспериментальных данных о степени черноты CO_2 при полном давлении $p = 0{,}101$ МПа и температурах до 1600 К в области значений $p_{CO_2}L$ от $1 \cdot 10^{-3}$ до $1 \cdot 10^{-1}$ МПа·м. В указанных условиях данные Х. Хоттеля и Х. Мангельсдорфа хорошо согласуются с данными Е. Эккерта. Максимальные расхождения не превышают 15 %. Как уже отмечалось выше, хорошо согласуются с непосредственными экспериментальными данными об интегральной степени черноты CO_2 также результаты расчетов, базирующихся на спектроскопических характеристиках CO_2, в частности расчетов Б. Лекнера, основанных на статистической модели полос поглощения, и расчетов Д. Эдвардса, основанных на экспоненциальной модели широкой полосы.

Вне указанных границ наблюдаются довольно значительные расхождения между сравнительно ограниченными данными различных авторов. Так, при значениях $p_{CO_2}L < 10^{-3}$ МПа·м данные КХТИ отличаются от данных Х. Хоттеля и Х. Мангельсдорфа и данных Е. Эккерта примерно на 20—40 %, т. е. дают более высокие значения ε_{CO_2}. В эту же сторону отклоняются на 15—20 % результаты расчетов Б. Лекнера, выполненных на основании спектроскопических характеристик CO_2.

В области высоких значений $p_{CO_2}L > 6 \cdot 10^{-2}$ МПа·м опытные данные о ε_{CO_2} весьма ограниченны, причем они в основном относятся к температуре газа до 1400 К. Здесь имеются данные Е. Эккерта (для температур от 370 до 680 К) и экстраполированные на указанную область значений $p_{CO_2}L$ данные Х. Хоттеля и Х. Мангельсдорфа для температур от 300 до 1300 К, которые удовлетворительно согласуются с данными Е. Эккерта, а также с данными КХТИ и результатами расчетов Д. Эдвардса.

Весьма ограниченны также экспериментальные данные об интегральной степени черноты CO_2 в области температур $T > 1600$ К. Наиболее обстоятельными для этой области температур являются данные Х. Хоттеля и В. Смита, однако и у них расхождения между результатами отдельных измерений доходят до 20 %. Примерно с такой же точностью согласуются с данными измерений интегральной степени черноты CO_2 результаты расчетов Б. Лекнера. Сопоставляя с этими данными данные В. Н. Сошникова для температур 1000 и 2000 К, следует отметить, что они дают заметно завышенные значения ε_{CO_2}. На основании данных Х. Хоттеля и Х. Мангельсдорфа В. Н. Тимофеевым и Э. С. Карасиной были разработаны уточненные номограммы для определения степени черноты CO_2 и H_2O. Для основной области, в которой имеется наибольшее количество экспериментальных данных, они практически повторяют известные номограммы Х. Хоттеля.

На рис. 1-6 по материалам Е. П. Карасева приведено сравнение новых экспериментальных данных КХТИ и результатов расчетов Б. Лекнера с данными Х. Хоттеля и номограммами Всесоюзного теплотехнического института имени Ф. Э. Дзержинского (ВТИ). Цифры у кривых показывают расхождения в процентах между данными КХТИ и данными Х. Хоттеля, а также между данными Б. Лекнера и Х. Хоттеля для температур 600, 1000, 1600 и 2200 К. Из рисунка видно хорошее совпадение данных в области значений $p_{CO_2}L = (1 \ldots 100)\, 10^{-3}$ МПа·м. Заметные расхождения имеются при $p_{CO_2}L = 0{,}1 \cdot 10^{-3}$ МПа·м. Здесь приведены также данные А. С. Невского и Л. А. Чукановой для малых значений $p_{CO_2}L$, которые хорошо согласуются с экстраполированными на указанную область значений $p_{CO_2}L$ данными Х. Хоттеля.

Таким образом, в области температур от 500 до 1600 К при значениях $p_{CO_2}L = (1 \ldots 100)\, 10^{-3}$ МПа·м опытные данные КХТИ, а также результаты расчетов Б. Лекнера хорошо согласуются с данными Х. Хоттеля. В области более высоких температур расчеты степени черноты CO_2 базируются на экстраполированных данных Х. Хоттеля и недостаточно точных измерениях Х. Хоттеля и В. Смита, которые у их нижней границы были подтверждены данными А. И. Чарушникова и Т. Х. Берлянд. В этой области

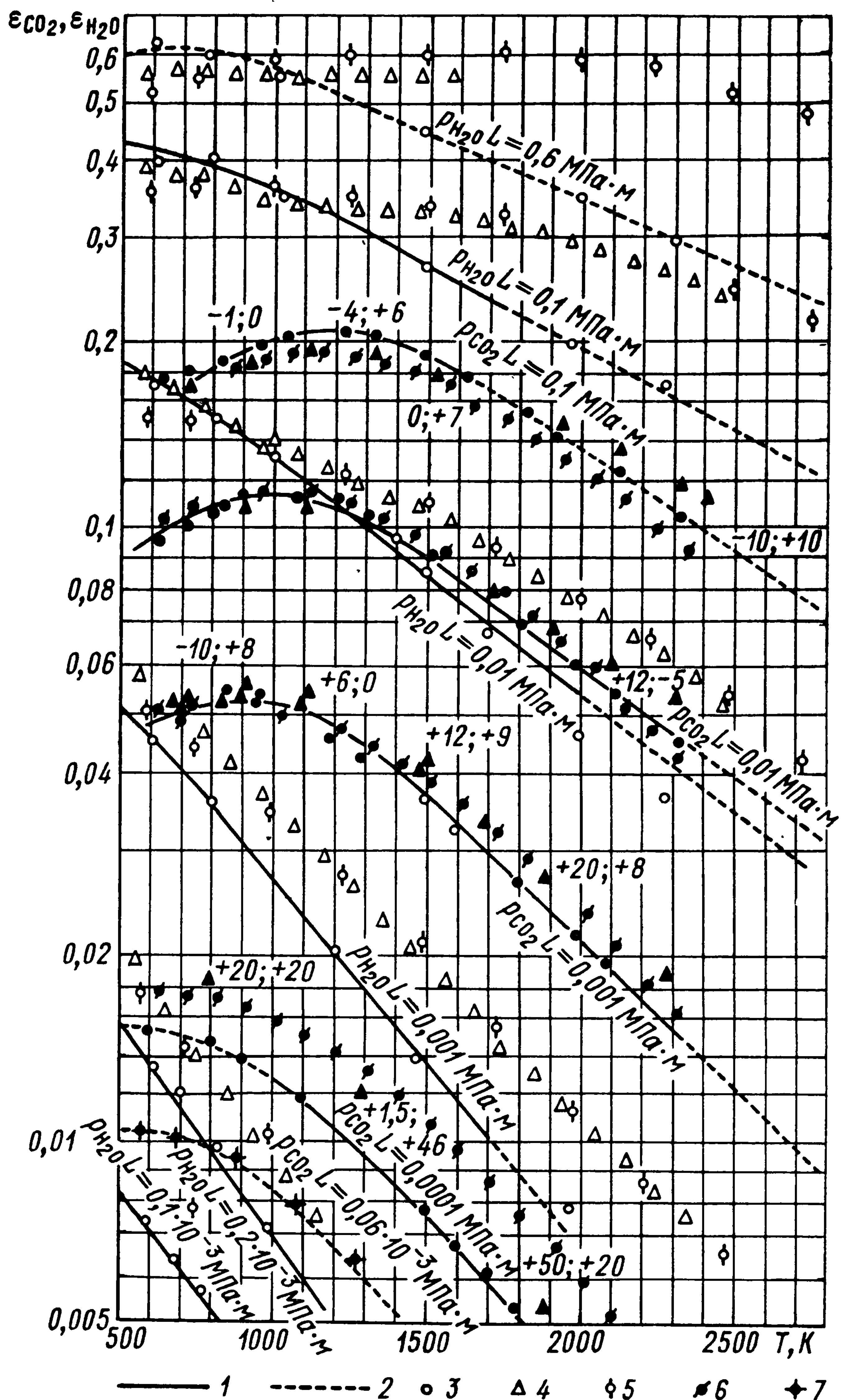


Рис. 1-6. Интегральная степень черноты CO_2 и H_2O по данным различных авторов

Данные Х. Хоттеля: *1* — эксперимент; *2* — экстраполяция; *3* — по номограммам ВТИ; *4* — по данным Б. Лекнера; *5* — по данным Ф. Бойтона и С. Людвига; *6* — по данным КХТИ; *7* — по данным А. С. Невского. Знаки черные — CO_2, знаки светлые — H_2O

температур данные КХТИ о значениях ε_{CO_2} превышают в среднем данные Х. Хоттеля на 12—20 %.

В значительно меньшей мере изучены радиационные свойства водяного пара H_2O. Точность имеющихся экспериментальных данных о степени черноты H_2O заметно уступает точности экспериментальных данных о степени черноты CO_2. Объем имеющегося экспериментального материала, надежно определяющего степень черноты H_2O, также сравнительно невелик.

Основные данные экспериментальных работ Х. Хоттеля легли в основу разработанных им номограмм для определения интегральной степени черноты H_2O. Е. Шмидт провел исследование излучательной способности чистого водяного пара при полном давлении $p = 0,101$ МПа и изменении толщины слоя L от 0,96 до 18,2 см и температуры от 370 до 1270 К. Е. Эккерт получил представительные опытные данные о степени черноты смеси водяного пара с азотом при двух фиксированных толщинах слоя и различных p_{H_2O} и T. Он провел свои опыты после того, как выяснилось, что при $p_{H_2O}L \leq 10^{-3}$ МПа·м результаты измерений Х. Хоттеля и Х. Мангельсдорфа дают значения степени черноты H_2O примерно в два раза более низкие, чем это следует из опытов Е. Шмидта. Заметим, что Х. Хоттель и Х. Мангельсдорф исследовали излучательную способность смеси водяного пара и сухого, лишенного CO_2 воздуха при постоянной толщине слоя $L = 51,2$ см и изменении парциального давления p_{H_2O} от $5 \cdot 10^{-4}$ до 0,101 МПа и температуры от 540 до 1300 К.

Возвращаясь к опытам Е. Эккерта, необходимо выделить две серии опытов. В первой серии, проведенной при $L = 296$ см и $T = 370$ К, исследовалось влияние на ε_{H_2O} парциального давления p_{H_2O} при изменении последнего от $2,4 \cdot 10^{-3}$ до $79,5 \cdot 10^{-3}$ МПа. Во второй серии опытов, проведенных при значительно меньшей толщине слоя ($L = 65,4$ см), исследовалось влияние на степень черноты H_2O парциального давления p_{H_2O} и температуры T при изменении последних в пределах (3 . . . 100) 10^{-3} МПа и 400 . . . 670 К.

На установках Х. Хоттеля и Р. Эгберта было проведено исследование степени черноты смеси водяного пара с воздухом при четырех толщинах слоя L (23,5; 78; 203; 407 см) соответственно при $p_{H_2O} = (2 . . . 100) 10^{-3}$ МПа; и $T = 750 . . . 980$ К; $p_{H_2O} = (5 . . . 100) \, 10^{-3}$ МПа и $T = 420 . . . 870$ К $p_{H_2O} = (0,6 . . . 100) \, 10^{-3}$ МПа и $T = 420 . . . 870$ К; $p_{H_2O} = (0,3 . . . . . . 100) \, 10^{-3}$ МПа и $T = 420 . . . 760$ К.

При разработке номограмм для определения степени черноты водяного пара Х. Хоттель отдал предпочтение опытным данным, полученным им совместно с Р. Эгбертом. Из экспериментального материала Х. Хоттеля и Х. Мангельсдорфа была использована лишь часть данных для области значений $p_{H_2O}L > 3 \cdot 10^{-3}$ МПа·м. К обработке были привлечены также опытные данные Х. Хоттеля и В. Смита для высоких температур, которые использовались главным образом для экстраполяции кривых степени черноты H_2O на область высоких температур.

Наряду с указанными экспериментальными данными определенный вклад в исследование излучательной способности водяного пара внесли известные работы Т. Х. Берлянд и А. И. Чарушникова, Л. А. Чукановой и А. С. Невского, Э. А. Хакимова, К. Б. Панфиловича и А. Г. Усманова [61]. В работе Т. Х. Берлянд и А. И. Чарушникова исследовалась степень черноты H_2O при температурах от 670 до 1770 К. Опыты проводились при постоянной толщине слоя $L = 16$ см и изменении парциального давления p_{H_2O} от $8,7 \cdot 10^{-3}$ до $65 \cdot 10^{-3}$ МПа. Опыты Л. А. Чукановой и А. С. Невского также были проведены при постоянной толщине излучающего слоя $L = 32,6$ см и изменении p_{H_2O} от $20 \cdot 10^{-3}$ до 0,101 МПа и T от 650 до 1150 К. В этих исследованиях, как и в рассмотренных ранее, все опыты выполнялись при полном давлении $p = 0,101$ МПа.

В опытах Э. А. Хакимова, К. Б. Панфиловича и А. Г. Усманова [61] исследовалась степень черноты H_2O при давлениях до 2,1 МПа, в интервале

температур от 540 до 1020 К, при толщинах слоя, равных 16; 26,5 и 40 см. Для значения полного давления 0,101 МПа полученные опытные данные удовлетворительно согласуются с данными номограмм X. Хоттеля.

Расчеты интегральной степени черноты H_2O, базирующиеся на модели полос, были проведены на основании спектроскопических характеристик водяного пара Б. Лекнером, а также Ф. Бойтоном и С. Людвигом. Результаты этих расчетов сопоставляются с данными X. Хоттеля на рис. 1-6. Как видно из рисунка, более или менее удовлетворительное согласование результатов расчетов с данными X. Хоттеля наблюдается лишь в области значений $p_{H_2O}L \geqslant 10^{-2}$ МПа·м при температуре до 1200 К. При более низких значениях $p_{H_2O}L$ результаты расчетов дают существенно завышенные значения ε_{H_2O} по сравнению с данными X. Хоттеля во всем диапазоне температур от 500 до 2000 К. Возвращаясь к области значений $p_{H_2O}L \geqslant 10^{-2}$ МПа·м, заметим, что при температурах, превышающих 1200 К, также имеются значительные отклонения приведенных выше расчетных данных от данных X. Хоттеля, причем эти отклонения заметно возрастают с увеличением температуры.

Рассматривая в целом указанные выше исследования, можно выделить 16 серий опытов, посвященных изучению излучательных свойств водяного пара. В шести сериях рабочим телом являлся чистый водяной пар, в остальных — смеси водяного пара с неизлучающим газом. За исключением двух серий опытов, полное давление было равно 0,101 МПа. Исследованиями в основном была охвачена область от сравнительно низких (400 ... 600 К) до умеренно высоких (800... 1000 К) температур. Лишь в двух исследованиях достигнута температура 1300 К, в одном 1470 К и в одном 1770 К.

Следует также отметить, что ряд измерений выполнен в весьма узком интервале температур, составляющем несколько сотен градусов. В двух исследованиях, проведенных при повышенных давлениях, излучательная способность водяного пара при заданном давлении определялась в большинстве случаев лишь при одном значении температуры.

Расчеты, проведенные С. П. Детковым и А. Н. Береговым [21] на основании спектроскопических характеристик H_2O, позволили установить зависимости для определения степени черноты водяного пара в тех областях значений p_{H_2O} и L, которые не были достаточно полно охвачены экспериментальными исследованиями интегральной степени черноты H_2O. В этих областях, как правило, используются экстраполированные на рассматриваемые условия данные X. Хоттеля и его соавторов.

Имеющиеся данные показывают, что изменение парциального давления p_{H_2O} или толщины слоя L различно влияет на степень черноты ε_{H_2O}. В этом проявляется отклонение свойств водяного пара от закона Бера. Если для CO_2 достаточно ввести один параметр $p_{CO_2}L$, которым учитывается влияние как p_{CO_2}, так и L, то для H_2O, помимо произведения $p_{H_2O}L$, необходимо ввести в качестве дополнительного параметра либо величину p_{H_2O}, либо величину L. Обычно вводят величину p_{H_2O}.

Отклонение излучательных свойств водяного пара от закона Бера существенно затрудняет сопоставительный анализ и обобщение опытных данных, полученных различными авторами при разных p_{H_2O} и L. Еще более осложняется вопрос при учете влияния на ε_{H_2O} полного давления p. Именно поэтому для обобщения всех имеющихся опытных данных об излучении водяного пара X. Хоттель предложил приводить эти данные к нулевому парциальному давлению водяного пара и одновременно к полному давлению $p =$

= 0,101 МПа. Таким образом, представилось возможным проанализировать и обобщить разнообразный опытный материал по излучению водяного пара.

Особо следует рассмотреть вопрос о влиянии полного давления на степень черноты углекислого газа CO_2 и водяного пара H_2O. С увеличением давления при постоянной объемной доле излучающего газа степень черноты и поглощательная способность газа возрастают в связи с уширением спектральных полос поглощения.

Имеющиеся экспериментальные данные о влиянии полного давления являются довольно ограниченными. Применительно к излучению CO_2 следует отметить данные Д. Эдвардса, охватывающие область повышенных давлений до 1,0 МПа, данные Н. Х. Ахунова, К. Б. Панфиловича и А. Г. Усманова для области до 2,12 МПа и данные К. Б. Панфиловича и А. Г. Усманова, охватывающие область полных давлений до 6,56 МПа.

Результаты многочисленных измерений спектральной излучательной способности CO_2 были обобщены Б. Лекнером. Анализ этих материалов показывает обоснованность разработанного Р. Эгбертом и Х. Хоттелем метода учета влияния полного давления на степень черноты CO_2 путем введения поправочного коэффициента β_{CO_2}, на который умножается значение степени черноты CO_2, приведенное к полному давлению газа $p = 0{,}101$ МПа.

Поправочный коэффициент β_{CO_2} определяется различными авторами в зависимости от полного давления p, произведения $p_{CO_2}L$ и температуры T. Для упрощения расчетов Р. Эгберт и Х. Хоттель предложили не учитывать влияние температуры и определять значение β_{CO_2} только в зависимости от полного давления p и произведения $p_{CO_2}L$. Разработанная ими номограмма, определяющая зависимость $\beta_{CO_2}(p,\ p_{CO_2}L)$, широко используется в инженерных расчетах. По аналогичной зависимости учитывается влияние полного давления также в работах КХТИ.

При расчетах излучения CO_2 ряд авторов использует значение эффективного давления, которое определяется по формуле

$$p_{эф} = p\left(1 + 0{,}28\frac{p_{CO_2}}{p}\right) = p_{N_2} + 1{,}28\,p_{CO_2}.$$

Эта же формула применялась Б. Лекнером при расчетах интегральной излучательной способности CO_2 по спектроскопическим характеристикам газа. По данным КХТИ зависимость ε_{CO_2} от p является более сильной, чем по результатам расчетов Б. Лекнера.

С увеличением $p_{CO_2}L$ влияние полного давления ослабевает. Также сравнительно слабо влияет на зависимость ε_{CO_2} от p изменение температуры газа. Так, при температуре газа $T = 1600$ К изменение полного давления от 0,1 до 1 МПа приводит к увеличению степени черноты ε_{CO_2} на 65 % при $p_{CO_2}L = 0{,}1$ МПа·см и всего на 20 % при $p_{CO_2}L = 10$ МПа·см.

По данным КХТИ степень черноты CO_2 при повышенных давлениях достигает значительно более высоких значений, чем по результатам расчетов Б. Лекнера. При $T = 1600$ К, $p = 1$ МПа и $p_{CO_2}L = 0{,}01$ МПа·см рас-

хождения доходят до 80—90 %. При $p_{CO_2}L \geq 0,1$ МПа·см расхождения составляют 20—30 %.

По всей вероятности, данные Б. Лекнера, относящиеся к тонким слоям газа, не учитывают изменение влияния полного давления, связанное с переходом к слоям большой толщины. С другой стороны, данные КХТИ, полученные для чистого CO_2 в двух сравнительно небольших температурных интервалах (430 . . . 660 К и 670 . . . . . .1080 К), не отражают в достаточно полной мере влияние на излучение CO_2 температуры газа. При сравнительно высоких расхождениях данных о степени черноты CO_2 при повышенных давлениях результаты расчетов по номограммам Х. Хоттеля сравнительно хорошо согласуются с данными КХТИ.

Более сложным является влияние полного давления на степень черноты водяного пара H_2O. Водяной пар не подчиняется закону Бера. Это выражается в том, что парциальное давление p_{H_2O} и толщина слоя L неодинаково влияют на степень черноты H_2O. В этой связи, как уже отмечалось выше, Х. Хоттель предложил такой метод расчета ε_{H_2O}, при котором сначала определяется степень черноты $\varepsilon^*_{H_2O}$ при полном давлении $p = 0,101$ МПа и парциальном давлении $p_{H_2O} \to 0$. Затем эта величина умножается на поправочный коэффициент β_{H_2O}, которым учитывается влияние на степень черноты H_2O как полного давления p, так и действительного парциального давления p_{H_2O} и произведения $p_{H_2O}L$.

В свое время на основании данных М. Фишенден было показано, что при p_{H_2O} = idem и постоянной температуре изменение полного давления смеси водяного пара с неизлучающим газом (азотом) так же влияет на ε_{H_2O}, как и изменение давления чистого водяного пара. При $p_{H_2O} = p = 0,05$ МПа и прочих равных условиях степень черноты чистого водяного пара оказывается такой же, что и смеси водяного пара с азотом при полном давлении $p = 0,101$ МПа и очень низком парциальном давлении водяного пара ($p_{H_2O} \to 0$).

На основании этих результатов Р. Эгберт и Х. Хоттель предложили учитывать совместное влияние на β_{H_2O} полного давления p и парциального давления p_{H_2O} одним параметром, а именно эффективным давлением

$$p_{эф} = p_{H_2O} + 0,5\,p_{N_2}.$$

Учитывая, что $p = p_{H_2O} + p_{N_2}$, можем написать

$$p_{эф} = \frac{p_{H_2O} + p}{2}. \qquad (1\text{-}1)$$

Заметим, что $p_{эф} = 0,5p$ как при $p_{H_2O} = p$, так и при $p_{H_2O} = 0$.

Х. Хоттелем и Р. Эгбертом была разработана номограмма для определения величины β_{H_2O} в зависимости от эффективного давле-

ния $p_{эф}$ и произведения $p_{H_2O}L$. При этом для упрощения методики расчета, так же как и для CO_2, не учитывается влияние температуры на характер зависимости β_{H_2O} от $p_{эф}$ и $p_{H_2O}L$.

Вообще имеется очень мало экспериментальных данных о степени черноты водяного пара при повышенных давлениях. В первую очередь здесь следует отметить данные КХТИ [61] о степени черноты водяного пара при полных давлениях до 2,1 МПа. Проведенными опытами установлено сильное влияние полного давления на величину ε_{H_2O}. Наиболее заметно изменяется величина ε_{H_2O} в зависимости от давления при малых толщинах слоя и сравнительно невысоких давлениях. Изменение температуры водяного пара влияет на характер зависимости степени черноты ε_{H_2O} от полного давления. Влияние полного давления ослабевает с уменьшением температуры.

Данные КХТИ показывают значительно более высокие значения степени черноты H_2O при повышенных давлениях, чем результаты расчетов Б. Лекнера. Столь высокие значения степени черноты водяного пара при повышенных давлениях и низких температурах авторы работы [61] объясняют ассоциацией молекул водяного пара, в результате которой при температурах ниже критической образуются бинарные и тройные комплексы H_2O, обладающие повышенной излучательной способностью. Число таких комплексов заметно возрастает с увеличением давления пара.

При расчетах теплового излучения газов в топочных камерах мы обычно имеем дело с совместным излучением углекислого газа CO_2 и водяного пара H_2O. При этом ввиду перекрытия спектральных полос поглощения CO_2 и H_2O часть излучения, испускаемого углекислым газом, поглощается водяным паром и, наоборот, часть излучения водяного пара поглощается углекислым газом. В результате снижается интегральная степень черноты смеси газов. Величина этого снижения зависит от степени перекрытия полос, которая, в свою очередь, зависит от температуры T, относительного содержания в смеси углекислого газа и водяного пара и значения произведения $(p_{C_2O} + p_{H_2O})\,L$.

Экспериментальные данные о влиянии перекрытия полос поглощения CO_2 и H_2O весьма ограниченны. Из них следует, что наиболее сильно этот эффект проявляется в полосе 2,7 мкм. Наиболее обстоятельно этот эффект исследован в работе С. Феризо и С. Людвига. В области спектра $3800\ см^{-1} < \nu < 4400\ см^{-1}$ излучает только H_2O, а в области $2500\ см^{-1} < \nu < 3800\ см^{-1}$ излучают совместно H_2O и CO_2. В зависимости от температуры изменяется соотношение между долями излучения газов в указанных выше областях спектра.

1-3. НОМОГРАММЫ И РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СТЕПЕНИ ЧЕРНОТЫ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА И ВОДЯНОГО ПАРА

Как уже отмечалось выше, для определения интегральной степени черноты углекислого газа CO_2 и водяного пара H_2O X. Хоттелем были разработаны номограммы, которые широко используются

в инженерной практике. В своей основной части эти номограммы базируются на непосредственных опытных данных об излучении CO_2 и H_2O. Анализ показывает, что для областей значений определяющих параметров, охваченных экспериментом, номограммы обладают высокой точностью. Определенные по ним значения интегральных степеней черноты CO_2 и H_2O хорошо согласуются с результатами теоретических расчетов по спектроскопическим характеристикам газов, а также с данными непосредственных измерений, выполненных различными авторами. Заметные расхождения имеются в тех областях определяющих параметров, для которых номограммы построены на основании экстраполяции опытных данных из других областей, особенно для водяного пара.

Степень черноты является физической характеристикой собственно газа. Она зависит от парциального давления газа, толщины излучающего слоя, температуры и полного давления. Влияние парциального давления и толщины слоя определяется числом молекул газа, находящихся на пути луча в газовом объеме. Влияние полного давления связано с уширением полос поглощения газа при повышенных давлениях.

Влияние температуры по-разному сказывается на степени черноты CO_2 и H_2O. Для углекислого газа она изменяется обратно пропорционально корню квадратному из температуры газа, для водяного пара — обратно пропорционально температуре газа. В свою очередь, излучение CO_2 пропорционально температуре в степени 3,5, а излучение H_2O — абсолютной температуре в третьей степени.

Степень черноты углекислого газа. При прочих равных условиях изменение парциального давления p_{CO_2} оказывает такое же влияние на степень черноты CO_2, как и изменение толщины излучающего слоя. Поэтому степень черноты CO_2 определяется в зависимости от произведения $p_{CO_2}L$. В общем случае величина ε_{CO_2} является функцией трех определяющих параметров — произведения $p_{CO_2}L$, температуры T и полного давления p:

$$\varepsilon_{CO_2} = \varepsilon_{CO_2}(p_{CO_2}L, T, p). \qquad (1\text{-}2)$$

В большинстве инженерных задач мы имеем дело с излучением газа при атмосферном давлении. Поэтому для практических расчетов зависимость (1-2) удобно представить в виде произведения двух функций:

$$\varepsilon_{CO_2} = \varepsilon^*_{CO_2}(p_{CO_2}L, T)\,\beta_{CO_2}(p, p_{CO_2}L). \qquad (1\text{-}3)$$

Как уже отмечалось выше, величина $\varepsilon^*_{CO_2}$ представляет собой степень черноты CO_2 при полном давлении газа, равном атмосферному давлению ($p = 0{,}101$ МПа). Величина β_{CO_2} определяет влияние полного давления на степень черноты CO_2. Она вводится при условиях, когда полное давление выше атмосферного. Для атмосферного давления ($p = 0{,}101$ МПа) величина $\beta_{CO_2} = 1$.

Физическая природа коэффициента β_{CO_2} определяется влиянием полного давления на уширение полос поглощения CO_2. Наиболее сильно это влияние сказывается при малых значениях $p_{CO_2}L$. С увеличением $p_{CO_2}L$ влияние полного давления p постепенно ослабевает, и при $p_{CO_2}L \geqslant 100$ МПа·м этим влиянием в инженерных расчетах практически можно пренебречь.

Степень черноты водяного пара. Гораздо сложнее обстоит дело с определением степени черноты водяного пара H_2O. Имеющиеся опытные данные показывают, что изменение парциального давления водяного пара p_{H_2O} и толщины слоя L по-разному влияет на степень черноты ε_{H_2O}. Поэтому в отличие от ε_{CO_2} величина ε_{H_2O} зависит не только от произведения $p_{H_2O}L$, но одновременно и от p_{H_2O} или L. Это означает, что небезразлично, за счет чего изменяется величина $p_{H_2O}L$ — за счет изменения p_{H_2O} или L.

На основании изложенного степень черноты водяного пара является функцией не трех, как для CO_2, а четырех определяющих параметров: $p_{H_2O}L$, p_{H_2O}, p и T, т. е.

$$\varepsilon_{H_2O} = \varepsilon_{H_2O}(p_{H_2O}L, p_{H_2O}, p, T). \quad (1\text{-}4)$$

По аналогии с (1-3) запишем величину ε_{H_2O} в виде произведения двух функций, одна из которых $(\varepsilon^*_{H_2O})$ определяет степень черноты H_2O при полном давлении, равном атмосферному, а другая (β_{H_2O}) учитывает реальное значение полного давления для условий, когда оно не равно атмосферному. Поскольку характер влияния давления зависит, в свою очередь, от величин p_{H_2O}, $p_{H_2O}L$ и T, можем написать

$$\varepsilon_{H_2O} = \varepsilon^*_{H_2O}(p_{H_2O}L, p_{H_2O}, T)\,\beta_{H_2O}(p, p_{H_2O}, p_{H_2O}L, T). \quad (1\text{-}5)$$

Для уменьшения числа определяющих параметров с целью упрощения методики расчета Х. Хоттель предложил определять величину $\varepsilon^*_{H_2O}$ при условиях, когда парциальное давление водяного пара $p_{H_2O} \to 0$. В этом случае величина $\varepsilon^*_{H_2O} = \varepsilon^*_{H_2O}(p_{H_2O}L, T)$ будет являться функцией лишь двух определяющих параметров: $p_{H_2O}L$ и T. Реальные значения парциального давления водяного пара p_{H_2O} и полного давления p учитываются при этом коэффициентом β_{H_2O}, который в общем случае является функцией четырех определяющих параметров: p, p_{H_2O}, $p_{H_2O}L$ и T.

Для дальнейшего упрощения методики было предложено при определении β_{H_2O} совместное влияние парциального давления водяного пара p_{H_2O} и полного давления p учитывать одним параметром, а именно эффективным давлением $p_{эф}$, определяемым по выражению (1-1). При этом величина $\beta_{H_2O} = \beta_{H_2O}(p_{эф}, p_{H_2O}L, T)$ определяется как функция не четырех, а трех определяющих параметров: $p_{H_2O}L$, $p_{эф}$ и T.

Выражение для определения степени черноты водяного пара запишется при этом в виде

$$\varepsilon_{H_2O} = \varepsilon^*_{H_2O} (p_{H_2O}L, T) \beta_{H_2O} (p_{H_2O}L, p_{эф}, T). \qquad (1\text{-}6)$$

С целью еще большего упрощения методики было предложено не учитывать влияние температуры при определении коэффициента β_{H_2O}. В результате для определения степени черноты водяного пара была предложена зависимость

$$\varepsilon_{H_2O} = \varepsilon^*_{H_2O} (p_{H_2O}L, T) \beta_{H_2O} (p_{H_2O}L, p_{эф}), \qquad (1\text{-}7)$$

в соответствии с которой Х. Хоттелем были разработаны номограммы для определения величин $\varepsilon^*_{H_2O} (p_{H_2O}L, T)$ и $\beta_{H_2O} (p_{H_2O}L, p_{эф})$.

В соответствии с номограммами Х. Хоттеля величина $\varepsilon^*_{H_2O}$ определяется в зависимости от полного давления p, а величина β_{H_2O} — в зависимости от эффективного давления $p_{эф}$. В предельном случае — для чистого газа, т. е. при $p_{H_2O} = p$, эффективное давление $p_{эф}$ равно полному давлению p. Заметим, что изменение полного давления более сильно влияет на степень черноты водяного пара, чем углекислого газа. Определенные по номограммам значения ε_{H_2O} хорошо согласуются с имеющимися опытными данными и результатами теоретических расчетов только для той области изменения определяющих параметров, особенно температуры, для которой построены кривые указанных номограмм без экстраполяции опытных данных. Наиболее надежные данные были получены для области температур от 400 до 1000 К, для которой номограммы дают наиболее точные результаты.

Для области более высоких температур, особенно температур, превышающих 1500 К, описанные выше номограммы базируются не на непосредственных опытных данных об излучении H_2O, а на экстраполированных на эту область экспериментальных данных, полученных при значительно более низких температурах. Естественно, что расчет по номограммам Х. Хоттеля приводит в этом случае к значительным ошибкам в определении интегральной степени черноты водяного пара при высоких температурах.

На основании теоретических расчетов, базирующихся на спектроскопических характеристиках водяного пара, в работе [71] были предложены уточненные номограммы для определения интегральной степени черноты водяного пара для области температур от 500 до 3000 К. Величина $\varepsilon^*_{H_2O}$ определяется здесь, как и в номограмме Х. Хоттеля, при значении полного давления $p = 0{,}101$ МПа и $p_{H_2O} = 0$. В то же время в отличие от номограммы Х. Хоттеля при определении величины β_{H_2O} учитывается также влияние на степень черноты H_2O температуры T и мольной концентрации водяного пара χ_{H_2O}. Естественно, что при $\chi_{H_2O} \to 0$ и $p = 0{,}101$ МПа величина $\beta_{H_2O} = 1$.

Таким образом, воспользовавшись указанными номограммами, несложно определить степень черноты водяного пара в широком диапазоне температур. Анализ показывает, что определенные по такой методике значения степени черноты водяного пара хорошо согласуются с имеющимися опытными данными об излучении H_2O.

Излучение смеси газов. При расчетах суммарного излучения смеси газов необходимо учитывать взаимное перекрытие полос поглощения CO_2 и H_2O, в результате которого излучение одного газа частично поглощается другим, что приводит к снижению суммарной степени черноты смеси газов по сравнению с суммой отдельно взятых степеней черноты газов.

Разность между степенью черноты смеси газов CO_2 и H_2O и суммой степеней черноты газов, взятых раздельно, представляет собой поправку, учитывающую влияние на $\varepsilon_{CO_2+H_2O}$ перекрытия полос поглощения CO_2 и H_2O.

Суммарная степень черноты смеси газов

$$\varepsilon_{CO_2+H_2O} = \varepsilon^*_{CO_2}\beta_{CO_2} + \varepsilon^*_{H_2O}\beta_{H_2O} - \Delta\varepsilon. \qquad (1\text{-}8)$$

Номограмма для определения поправки на перекрытие полос поглощения CO_2 и H_2O построена на основании весьма ограниченных опытных данных. Приближенно можно принять $\Delta\varepsilon \approx \approx \varepsilon_{CO_2}\varepsilon_{H_2O}$.

В случае если полосы поглощения газов не перекрываются или перекрываются незначительно, суммарная степень черноты смеси газов равна сумме степеней черноты газов, взятых раздельно.

Степень черноты газообразных продуктов сгорания. На основании номограмм Х. Хоттеля А. М. Гурвичем и В. В. Митором [18] были рассчитаны интегральные коэффициенты поглощения для смесей углекислого газа и водяного пара при значениях определяющих параметров, характерных для топок котлоагрегатов. На основании этих расчетов была предложена формула для определения интегрального коэффициента поглощения для газообразных продуктов сгорания органических топлив. Эту формулу можно представить в виде

$$\alpha_г = \left(0{,}78 + 1{,}6 r_{H_2O} - 0{,}1\sqrt{p_\Sigma L}\right)\left(1 - 0{,}37\cdot 10^{-3}\, T\right), \qquad (1\text{-}9)$$

где $r_{H_2O} = v_{H_2O}/v_\Sigma$ — относительное объемное содержание водяного пара.

На основании установленного по формуле (1-9) коэффициента поглощения определяется интегральная степень черноты газов:

$$\varepsilon_{CO_2+H_2O} = 1 - e^{-\alpha_г\sqrt{p_\Sigma L}}, \qquad (1\text{-}10)$$

где $p_\Sigma = p_{CO_2} + p_{H_2O}$ — суммарное парциальное давление CO_2 и H_2O.

Селективные свойства газа учитываются в выражениях (1-9) и (1-10) характерными для смесей CO_2 и H_2O зависимостями $\alpha_г$ и

$\varepsilon_{CO_2+H_2O}$ от температуры и произведения $p_\Sigma L$. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что в показатель экспоненты формулы (1-10) величина $p_\Sigma L$ входит в степени 0,5 в отличие от серого газа, для которого эта величина должна входить в первой степени.

Приведенные формулы достаточно хорошо описывают номограммы Х. Хоттеля для областей значений: $0{,}2 \leqslant p_{CO_2}/p_{H_2O} \leqslant 2$; $1{,}2 \cdot 10^3 \leqslant p_\Sigma L < 200 \cdot 10^3 \cdot$ Па·м; $700 \leqslant T \leqslant 1800$ K.

Селективно-серое приближение. В связи с широким развитием зональных методов расчета теплообмена в огневых камерах Х. Хоттелем [75] и Дж. Биром [63] была разработана и обоснована модель «селективно-серого приближения» для учета селективных свойств топочных газов в расчетах переноса энергии излучения. Сущность метода состоит в том, что реальный, селективно-излучающий газ условно заменяется смесью нескольких серых газов с постоянными и не зависящими от температуры коэффициентами поглощения $\bar{\alpha}_i$.

Степень черноты реального, селективно-излучающего газа принимается равной суммарной степени черноты смеси n серых газов и рассчитывается по формуле

$$\varepsilon(T) = \sum_{i=1}^{n} \delta_i(T)\left(1 - e^{-\bar{\alpha}_i L}\right). \tag{1-11}$$

Весовые коэффициенты $\delta_i(T)$ характеризуют здесь относительную долю энергии излучения абсолютно черного тела, приходящуюся при заданной температуре на отдельные области спектра, для которых приняты определенные постоянные значения коэффициентов поглощения $\bar{\alpha}_i$.

При таком подходе к задаче температурная зависимость степени черноты газа учитывается лишь зависимостью от температуры весовых коэффициентов, а характер реального спектра излучения газа учитывается абсолютными значениями коэффициентов поглощения для каждого из условно принятых серых газов, а также видом зависимости δ_i от T. Постоянство и независимость от температуры условных коэффициентов поглощения $\bar{\alpha}_i$ значительно упрощают расчеты, особенно при большом числе объемных зон, на которые разбита топочная камера.

Чтобы пояснить физический смысл зависимости (1-11), рассмотрим в качестве примера некоторый селективный газ, обладающий n полосами поглощения. Интегральную степень черноты такого газа можно рассчитать, если известна зависимость спектрального коэффициента поглощения $\alpha_i(\lambda, T)$ от длины волны излучения λ и температуры T для каждой из полос поглощения. Тогда

$$\varepsilon(T) = \sum_{i=1}^{n} \frac{\int\limits_{\Delta\lambda_i} \left(1 - e^{-\alpha_i(\lambda, T) L}\right) I_0(\lambda, T)\, d\lambda}{\int\limits_0^\infty I_0(\lambda, T)\, d\lambda}. \tag{1-12}$$

Вместо реальных переменных величин $\alpha_i(\lambda, T)$ можно условно принять для каждой из полос постоянные, не зависящие ни от λ, ни от T средние коэффициенты поглощения $\bar{\alpha}_i$. Физически это означает, что вместо реального, селективно-излучающего газа мы перешли к его условной модели, представляющей собой смесь n серых газов с постоянными коэффициентами поглощения $\bar{\alpha}_i$. На основании (1-12) для такой модели можем написать

$$\varepsilon(T) = \sum_{i=1}^{n} \left(1 - e^{-\bar{\alpha}_i L}\right) \frac{\int\limits_{\Delta\lambda_i} I_0(\lambda, T)\, d\lambda}{\sigma_0 T^4}. \tag{1-13}$$

Величина $\frac{\int\limits_{\Delta\lambda_i} I_0(\lambda, T)\, d\lambda}{\sigma_0 T^4}$ характеризует здесь долю энергии излучения абсолютно черного тела, приходящуюся на спектральные интервалы $\Delta\lambda_i$ при температуре T, т. е. на те области спектра, в которых излучает реальный, селективно-излучающий газ. По сформулированному выше определению весового коэффициента $\delta_i(T)$ это отношение представляет собой величину $\delta_i(T)$. Сравнивая (1-13) и (1-12), можем написать

$$\delta_i(T) = \frac{1}{\sigma_0 T^4} \int\limits_{\Delta\lambda_i} I_0(\lambda, T)\, d\lambda. \qquad (1\text{-}14)$$

Зная спектр излучения газа, несложно рассчитать величину $\delta_i(T)$ для различных участков спектра, в которых газ излучает, т. е. формально для всех n условных серых газов, смесь которых моделирует реальный, селективно-излучающий газ. Заметим, что величина $\sum\limits_{i=1}^{n} \delta_i(T)$ для любой заданной температуры газа определяет суммарную долю энергии излучения абсолютно черного тела, приходящуюся на все n полос поглощения. Следовательно, величина $1 - \sum\limits_{i=1}^{n} \delta_i(T)$ будет представлять собой долю энергии излучения абсолютно черного тела, приходящуюся на области спектра, в которых рассматриваемый газ не излучает, т. е. на «окна» прозрачности газа.

В представленной модели «селективно-серого приближения» все «окна» прозрачности моделируются, таким образом, некоторым серым лучепрозрачным газом с коэффициентом поглощения $\overline{\alpha}_{n+1} = 0$. Весовой коэффициент $\delta_{n+1}(T)$ для этого $(n + 1)$-го (лучепрозрачного) газа будет, естественно, равен

$$\delta_{n+1}(T) = 1 - \sum_{i=1}^{n} \delta_i(T). \qquad (1\text{-}15)$$

На основании (1-15) можем записать условие, которому должны удовлетворять весовые коэффициенты $\delta_i(T)$ для n поглощающих и одного лучепрозрачного серых газов, смесь которых, как уже отмечалось выше, моделирует реальный, селективно-излучающий газ:

$$\sum_{i=1}^{n+1} \delta_i(T) = 1. \qquad (1\text{-}16)$$

Учитывая изложенное, перепишем формулу (1-11) для такой модели «селективно-серого приближения» в виде

$$\varepsilon(T) = \sum_{i=1}^{n+1} \delta_i(T)\left(1 - e^{-\overline{\alpha}_i L}\right). \qquad (1\text{-}17)$$

Формулы (1-16) и (1-17) дают математическое описание модели «селективно-серого приближения», используемой в зональных методах расчета теплообмена в топочных камерах. Реальный, селективно-излучающий газ моделируется условным серым газом, степень черноты которого рассчитывается по формулам (1-16) и (1-17) и который представляет собой смесь нескольких поглощающих серых газов и одного лучепрозрачного газа. Таким образом, отпадает необходимость интегрирования по длинам волн, что существенно упрощает расчеты. Благодаря введению в модель лучепрозрачного газа «селективно-серое приближение» удовлетворяет условию предельного перехода для оптически толстого слоя, когда толщина слоя $L \to \infty$. Дей-

ствительно, на основании равенства (1-16) $\lim\limits_{L\to\infty} \varepsilon(T) = 1$, что полностью согласуется с теорией.

До сих пор мы рассматривали каждую полосу поглощения как поглощающий серый газ, а все «окна» прозрачности как один лучепрозрачный газ. Вообще говоря, число серых поглощающих газов в модели «селективно-серого приближения» не обязательно должно соответствовать числу полос поглощения реального, селективно-излучающего газа. Расчеты показывают, что можно ограничиться меньшим числом условно серых поглощающих газов при достаточно хорошем приближении к радиационным свойствам реального газа.

Дж. Биром показано, что модель «селективно-серого приближения» для реального, селективно-излучающего газа, имеющего, например, четыре полосы поглощения, может быть успешно описана системой из двух уравнений для двух поглощающих серых газов ($\bar{\alpha}_1$, $\bar{\alpha}_2$) и одного лучепрозрачного газа ($\bar{\alpha}_3 = 0$):

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon(T) &= \delta_1(T)\left(1 - e^{-\bar{\alpha}_1 L}\right) + \delta_2(T)\left(1 - e^{-\bar{\alpha}_2 L}\right); \\ \delta_1(T) &+ \delta_2(T) + \delta_3(T) = 1. \end{aligned}\right\} \quad (1\text{-}18)$$

Результаты расчетов по селективно-серой модели хорошо согласуются с данными С. Гадвига [70] для двух поглощающих серых газов и одного лучепрозрачного газа. Расчеты проведены для смеси CO_2 с H_2O при $p_{CO_2} = p_{H_2O}$ в области температур от 1000 до 2000 К. Анализ полученных результатов показывает, что в области значений $(p_{CO_2} + p_{H_2O})\,L \geqslant 50 \cdot 10^3$ Па·м расчет по формулам (1-18) «селективно-серого приближения» хорошо подтверждается опытными данными об излучении смесей CO_2 и H_2O в широком диапазоне изменения температуры газа. При более низких значениях $(p_{CO_2} + p_{H_2O})\,L$ расчеты по данной модели приводят к заниженным значениям степени черноты $\varepsilon(T)$, причем расхождения между расчетными и опытными данными увеличиваются по мере уменьшения величины $(p_{CO_2} + p_{H_2O})\,L$.

В заключение заметим, что зависимость от температуры весовых коэффициентов δ_i как для поглощающих серых газов, так и для лучепрозрачного газа, образующих модель «селективно-серого приближения», связана с изменением спектрального распределения энергии излучения абсолютно черного тела в зависимости от температуры, приводящим к изменению долей энергии приходящихся на полосы поглощения газа и его «окна» прозрачности.

1-4. ИНТЕГРАЛЬНАЯ ПОГЛОЩАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ CO_2 И H_2O

В отличие от интегральной степени черноты интегральная поглощательная способность газа не является теплофизической характеристикой собственно газа, так как она, помимо свойств газа, зависит также от спектрального состава падающего излучения. В условиях теплообмена между газом и черной или серой оболочкой спектральный состав падающего излучения зависит от температуры оболочки (стенки) $T_{ст}$. Поэтому поглощательная способность газа зависит как от температуры газа $T_г$, так и от температуры оболочки $T_{ст}$:

$$\left.\begin{aligned} a_{CO_2} &= a_{CO_2}(p_{CO_2}L,\ p,\ T_г,\ T_{ст}); \\ a_{H_2O} &= a_{H_2O}(p_{H_2O}L,\ p,\ T_г,\ T_{ст}). \end{aligned}\right\} \quad (1\text{-}19)$$

В опытах X. Хоттеля и X. Мангельсдорфа, а также X. Хоттеля и Р. Эгберта исследовалась поглощательная способность CO_2 и

H_2O по отношению к излучению абсолютно черного тела. Опыты проводились при различных температурах газа $T_г$ и абсолютно черного тела $T_{ст}$ и разных парциальных давлениях p_{CO_2} и p_{H_2O}.

Было установлено, что увеличение температуры абсолютно черного тела $T_{ст}$ приводит к снижению поглощательной способности как углекислого газа, так и водяного пара. Заметное влияние на поглощательную способность оказывает также изменение температуры газа $T_г$. Это влияние различно для CO_2 и H_2O. Для углекислого газа увеличение температуры $T_г$ приводит к возрастанию поглощательной способности газа, причем степень влияния температуры $T_г$ ослабевает по мере увеличения произведения $p_{CO_2}L$. Для водяного пара увеличение температуры $T_г$ приводит к увеличению поглощательной способности лишь в области значений $p_{H_2O}L > 6 \cdot 10^2$ Па·м. При более низких значениях $p_{H_2O}L$ увеличение температуры $T_г$ может повлечь за собой даже снижение поглощательной способности водяного пара.

Как для CO_2, так и для H_2O влияние температуры газа $T_г$ на поглощательную способность ослабевает по мере увеличения температуры абсолютно черного тела $T_{ст}$. При этом для водяного пара при высоких температурах $T_{ст}$ наблюдается даже снижение поглощательной способности a_{H_2O} при увеличении температуры газа.

На основании обобщения достаточно представительных экспериментальных данных Х. Хоттелем была предложена сравнительно простая методика определения интегральной поглощательной способности CO_2 и H_2O, в основу которой были положены рассмотренные выше номограммы для определения интегральной степени черноты углекислого газа и водяного пара. В условиях, когда температура оболочки равна $T_{ст}$ и отличается от температуры газа $T_г$, поглощательные способности CO_2 и H_2O по отношению к излучению, исходящему от оболочки, определяются по формулам:

$$\left.\begin{aligned} a_{CO_2}(T_г,\ T_{ст}) &= \left(\frac{T_г}{T_{ст}}\right)^{0,65} \tilde{\varepsilon}_{CO_2}\left(\tilde{p}_{CO_2}L,\ T_{ст}\right); \\ a_{H_2O}(T_г,\ T_{ст}) &= \left(\frac{T_г}{T_{ст}}\right)^{0,45} \tilde{\varepsilon}_{H_2O}\left(\tilde{p}_{H_2O}L,\ T_{ст}\right), \end{aligned}\right\} \quad (1\text{-}20)$$

где

$$\tilde{p}_{CO_2} = p_{CO_2}\frac{T_{ст}}{T_г}; \quad \tilde{p}_{H_2O} = p_{H_2O}\frac{T_{ст}}{T_г}. \quad (1\text{-}21)$$

Из выражений (1-21) следует, что для расчета поглощательных способностей $a_{CO_2}(T_г,\ T_{ст})$ и $a_{H_2O}(T_г,\ T_{ст})$ необходимо предварительно найти приведенные степени черноты $\tilde{\varepsilon}_{CO_2}(p_{CO_2}L, T_г)$ и $\tilde{\varepsilon}_{H_2O}(p_{H_2O}L,\ T_г)$. Эти величины определяются в данном случае не при действительных значениях $p_{CO_2}L$, $p_{H_2O}L$ и $T_г$, а при приведенных значениях $\tilde{p}_{CO_2}L$ и $\tilde{p}_{H_2O}L$ и температуре $T_{ст}$. В остальном методика определения приведенных степеней черноты $\tilde{\varepsilon}_{CO_2}$ и $\tilde{\varepsilon}_{H_2O}$

ничем не отличается от рассмотренной выше методики определения ε_{CO_2} и ε_{H_2O}.

На основании установленных по изложенной методике значений поглощательных способностей CO_2 и H_2O определяется суммарная поглощательная способность смеси газов:

$$a_{CO_2+H_2O} = a_{CO_2} + a_{H_2O} - \Delta a. \qquad (1\text{-}22)$$

Поправка на перекрытие полос поглощения CO_2 и H_2O определяется так же, как и для $\varepsilon_{CO_2+H_2O}$.

Из выражений (1-20) и (1-21) видно, что в условиях, когда температура газа $T_г$ равна температуре оболочки $T_{ст}$, значения поглощательных способностей газов, как и следовало ожидать, численно совпадают со значениями их степеней черноты.

При расчетах переноса энергии излучения в топочной камере, особенно при расчетах зонального теплообмена, необходимо знать также поглощательную способность газов по отношению к их собственному тепловому излучению. Эта величина существенно отличается от рассмотренной выше поглощательной способности газа по отношению к излучению абсолютно черного тела.

В данном случае при поглощении газом излучения, исходящего от других слоев того же газа, весь поток падающего излучения целиком приходится на полосы поглощения газа, что приводит к сильному увеличению численного значения поглощательной способности газа.

Представим себе изотермический газовый объем с одинаковой по всему объему концентрацией газа. Мысленно выделим в нем плоский слой и разделим его на две части с толщинами L_1 и L_2. Поглощательную способность любого из рассматриваемых слоев по отношению к собственному излучению другого слоя, например поглощательную способность a_{L_1} слоя L_1 по отношению к излучению слоя L_2, несложно рассчитать, определив предварительно по приведенным выше номограммам степени черноты ε_{L_1}, ε_{L_2} и $\varepsilon_{L_1+L_2}$ слоев с толщинами L_1, L_2 и $L_1 + L_2$. Такое решение используется Э. С. Карасиной в работе [6].

Расчеты показывают, что самопоглощение для CO_2 при прочих равных условиях превышает соответствующее самопоглощение для H_2O. Зависимость самопоглощения от температуры газа для CO_2 и H_2O носит линейный характер. Поглощательная способность снижается по мере увеличения температуры газов, причем влияние температуры несколько сильнее сказывается

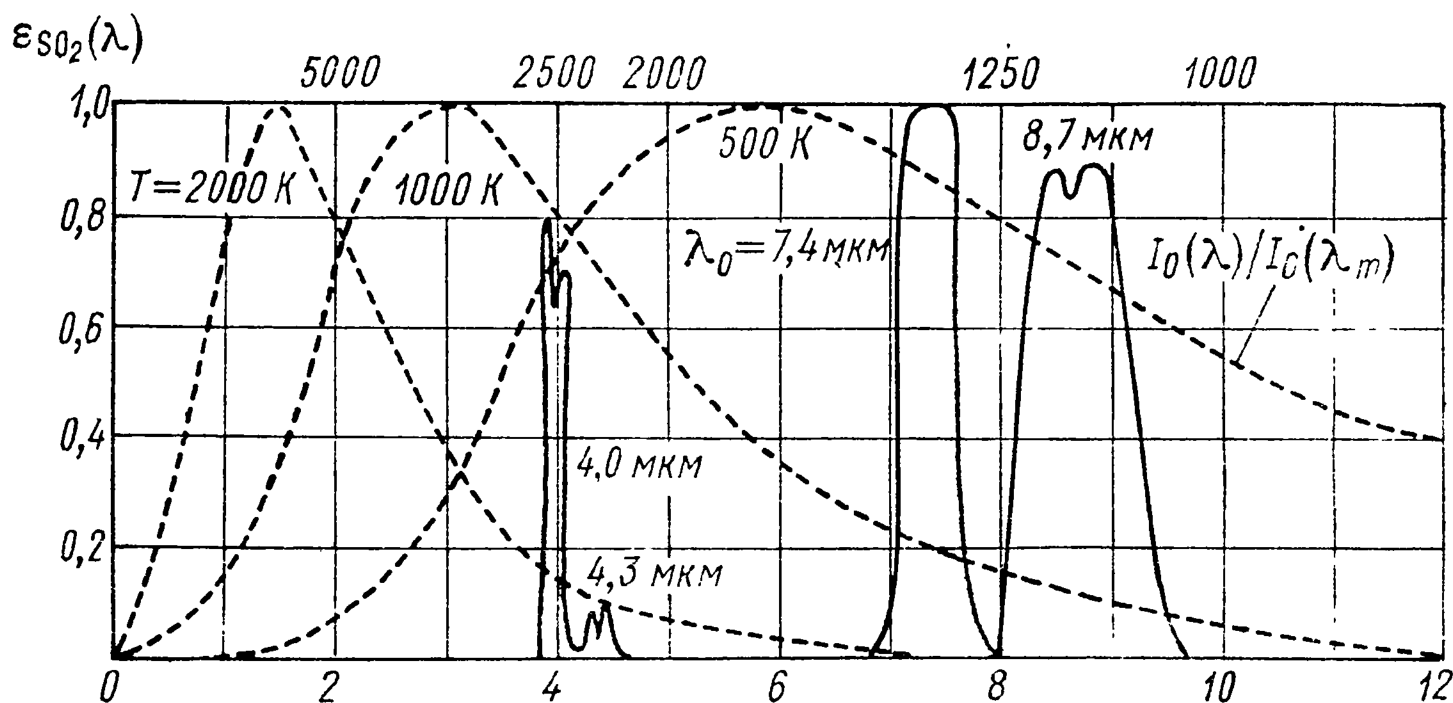


Рис. 1-7. Спектральная степень черноты

на поглощательной способности водяного пара по сравнению с поглощательной способностью углекислого газа.

1-5. РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ SO_2

Во многих энерготехнологических процессах существенную роль в теплообмене излучением играет двуоксид серы SO_2. В котлах-утилизаторах, применяемых в сернокислотном производстве, условия теплообмена определяются излучением SO_2 и взвешенными в этом потоке частицами огарковой пыли. В котлах-утилизаторах, используемых в цветной металлургии, содержание двуоксида серы доходит до 80 %, и он в значительной мере определяет условия теплообмена в указанных агрегатах.

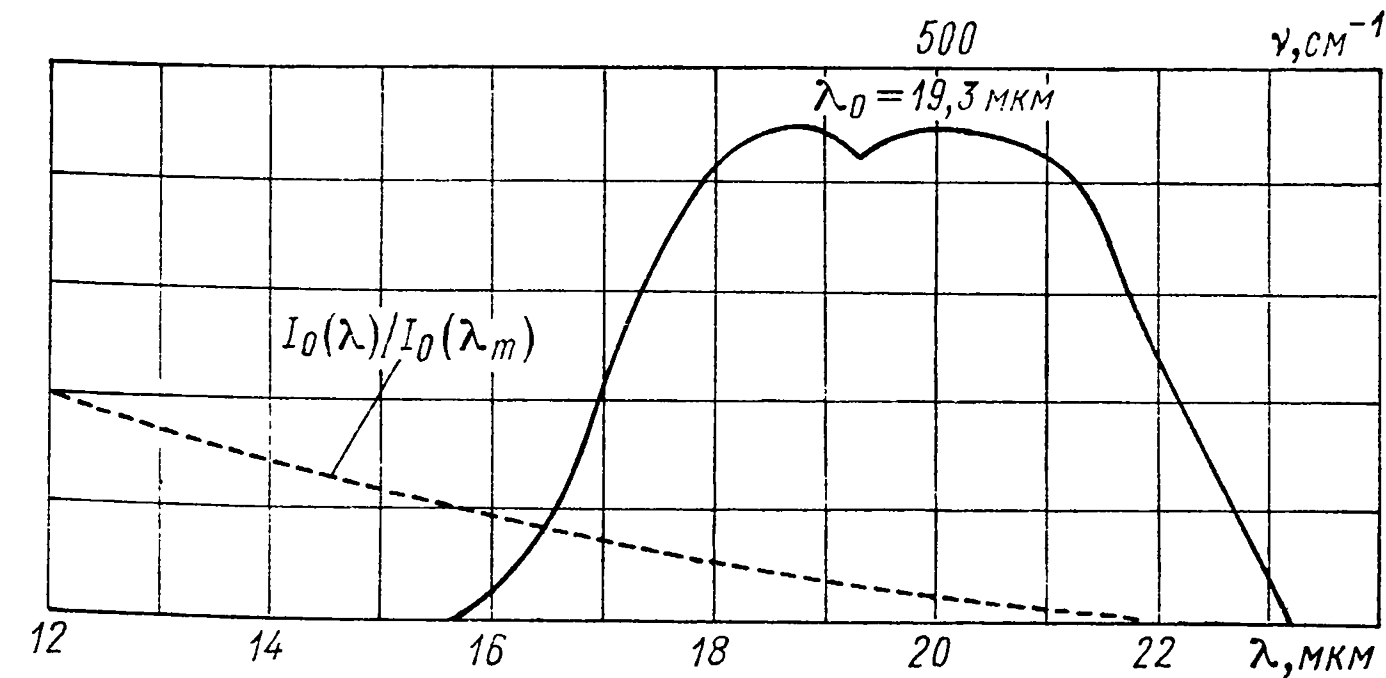
К настоящему времени выполнено сравнительно много экспериментальных и теоретических работ, посвященных исследованию теплового излучения двуоксида серы SO_2. В этих работах изучались спектральные и интегральные радиационные характеристики SO_2. Однако не все полученные данные хорошо согласуются друг с другом. Наиболее обстоятельные исследования были проведены Т. Кунитомо и М. Осуми [76], а также С. П. Детковым и А. Н. Береговым [21].

На рис. 1-7 приведены данные [71], показывающие, как изменяется спектральная степень черноты $\varepsilon_{SO_2}(\lambda)$ в основных полосах поглощения газа. Центры полос указаны ниже:

λ_0, мкм	4,0	4,3	7,4	8,7	19,3
ν_0, $см^{-1}$	2500	2300	1361	1152	519

Наряду с полосами поглощения SO_2 на рисунке штриховыми кривыми показаны относительные распределения спектральной интенсивности излучения абсолютно черного тела при трех температурах: 500, 1000 и 2000 К.

Воспользовавшись этими данными, легко оценить относительную роль указанных полос поглощения SO_2 в полном спектре излучения газа. Из рис. 1-7 видно, что даже при столь низкой температуре, как 500 К, относительный вклад полосы 19,3 мкм сравни-



двуоксида серы $\varepsilon_{SO_2}(\lambda)$ при $L = 10$ см и $T = 300$ К

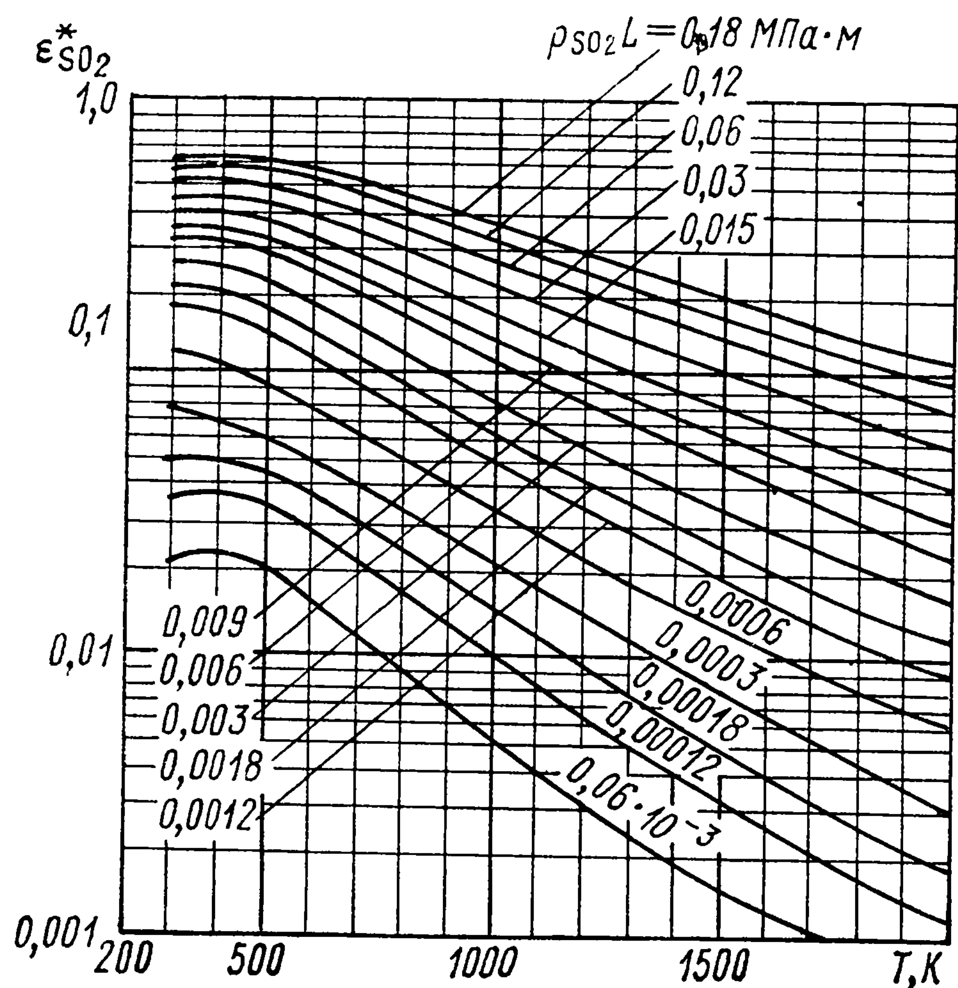


Рис. 1-8. Степень черноты двуоксида серы $\varepsilon^*_{SO_2}$ при полном давлении $p = 0,101$ МПа

тельно невелик. Область вблизи максимума излучения абсолютно черного тела располагается при этой температуре в той части спектра, где находятся более коротковолновые полосы излучения SO_2. При температурах $T \geqslant 1000$ K роль полос 7,4 и 8,7 мкм постепенно уменьшается по мере возрастания температуры газа. Поэтому, несмотря на то, что SO_2 обладает пятью полосами поглощения в инфракрасной области спектра, существенными для теплообмена излучением при температурах $T \geqslant 2000$ K являются лишь первые две полосы: 4,0 и 4,3 мкм.

Возвращаясь к работе Т. Кунитомо и М. Осуми [76], заметим, что в ней были наиболее обстоятельно исследованы радиационные свойства SO_2. Были установлены наиболее точные спектроскопические характеристики полос поглощения SO_2. Экспериментальные данные [76] о спектральных коэффициентах поглощения в четырех полосах поглощения SO_2 хорошо согласуются с результатами теоретических расчетов.

Воспользовавшись установленными спектроскопическими характеристиками, авторы [76] провели теоретические расчеты интегральной степени черноты SO_2 в зависимости от температуры газа и произведения $p_{SO_2}L$. На основании этих расчетов была разработана номограмма для определения величины ε_{SO_2}, представленная на рис. 1-8.

По данным [76] зависимость ε_{SO_2} от температуры газа является более сильной, чем по данным [75]. Опытами Т. Кунитомо и М. Осуми [76] было установлено, что повышение давления сверх атмосферного не оказывает заметного влияния на степень черноты SO_2. При изменении давления путем изменения содержания в газовом объеме азота N_2 степень черноты уменьшается с уменьшением полного давления. Наоборот, для чистого SO_2 уменьшение давления при постоянном $p_{SO_2}L$ приводит к увеличению степени черноты газа.

Аналогично тому, как это было сделано для H_2O, можно ввести поправочные коэффициенты β_{N_2} и β_{SO_2}, учитывающие влияние полного давления на величину ε_{SO_2} при изменении его за счет изменения содержания азота (β_{N_2}) или двуоксида серы (β_{SO_2}). Численные

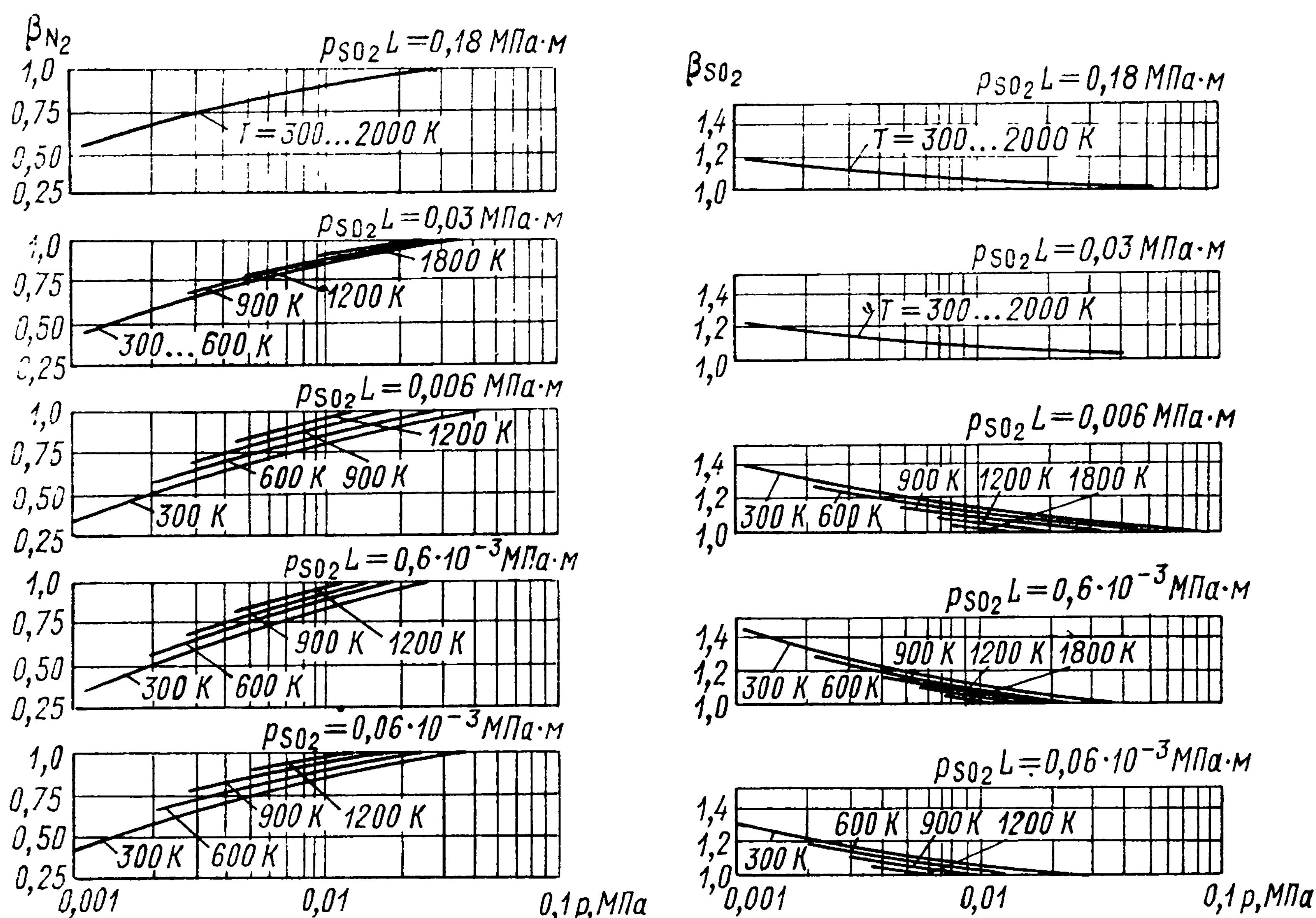


Рис. 1-9. Влияние полного давления (разрежения) на величины β_{N_2} и β_{SO_2}

значения указанных коэффициентов в зависимости от температуры газа T и величины $p_{SO_2}L$ можно определить на основании данных [76], приведенных на рис. 1-9.

Для условий, когда изменение давления достигается путем изменения содержания азота,

$$\varepsilon_{SO_2} = \beta_{N_2}\overset{*}{\varepsilon}_{SO_2}.$$

Аналогично для чистого SO_2

$$\varepsilon_{SO_2} = \beta_{SO_2}\overset{*}{\varepsilon}_{SO_2}.$$

1-6. РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СО

В ряде энерготехнологических процессов оксид углерода СО является основным газом, определяющим условия теплообмена между газовым потоком и тепловоспринимающими поверхностями нагрева. Например, в котлах-утилизаторах для охлаждения конвертерных газов содержание оксида углерода доходит нередко до 90 %. Именно оксид углерода наряду с твердой дисперсной фазой определяет все особенности теплообмена в указанных агрегатах.

В то же время в продуктах сгорания органических топлив, например в топках котлоагрегатов, содержание СО незначительно и этот газ не оказывает заметного влияния на радиационные свойства пламени и условия теплообмена.

Как и для всех двухатомных газов с несимметричной молекулой, спектр излучения СО характеризуется наличием одной интенсивной полосы 4,7 мкм (ν_0 = 2143 см$^{-1}$) и одной слабой полосы 2,3 мкм (ν_0 = 4260 см$^{-1}$), расположенных в инфракрасной области спектра. Полоса 4260 см$^{-1}$ является

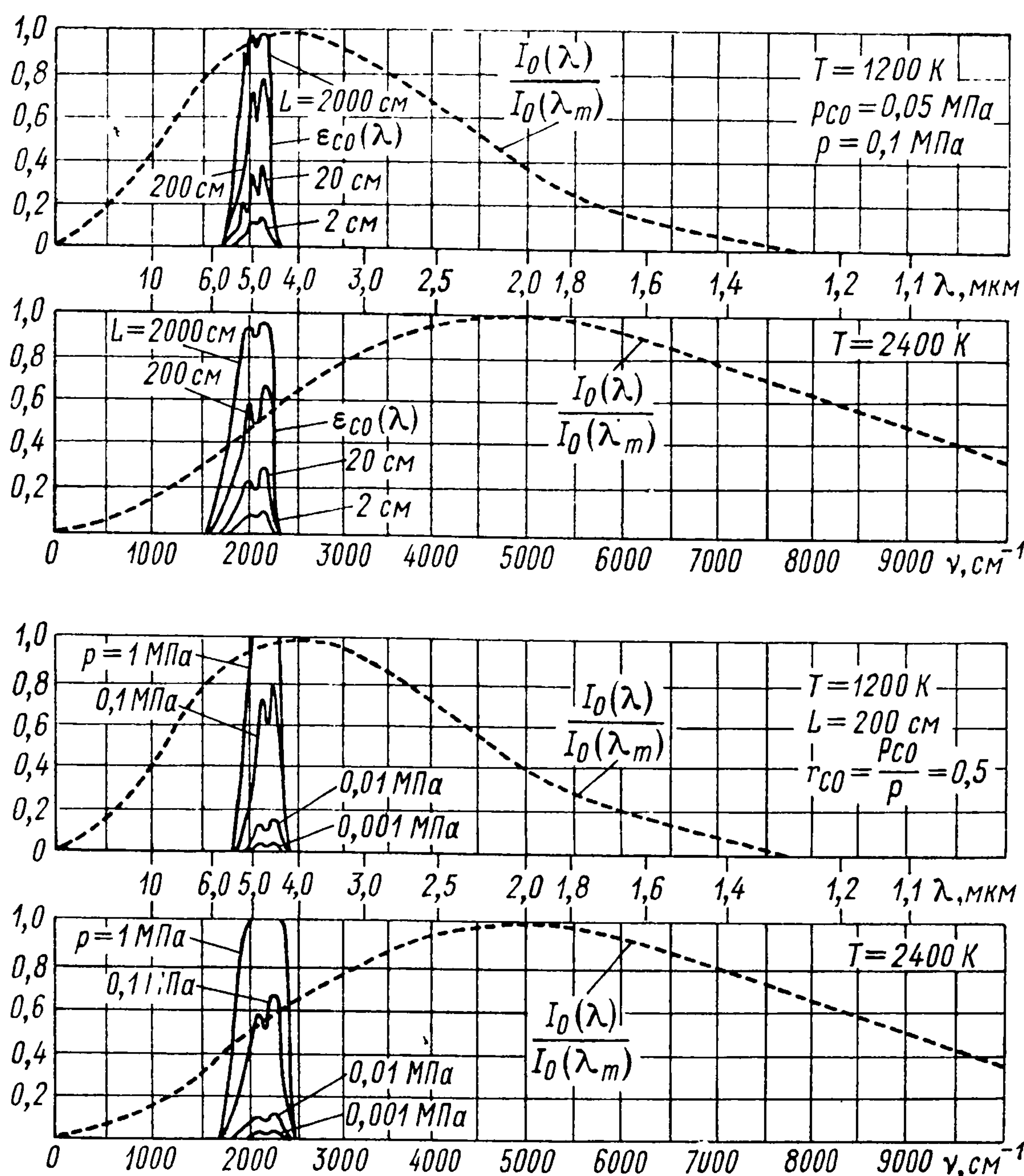


Рис. 1-10. Влияние толщины слоя L и полного давления p на спектральную степень черноты оксида углерода $\varepsilon_{CO}(\lambda)$

настолько слабой по сравнению с полосой 2143 см$^{-1}$, что ее влиянием на радиационные свойства газа и условия теплообмена можно пренебречь.

Полоса 2143 см$^{-1}$ занимает область спектра от 4,45 до 4,95 мкм и частично перекрывается крыльями полос поглощения углекислого газа CO_2 с центром $\nu_0 = 2350$ см$^{-1}$ и водяного пара H_2O с центром $\nu_0 = 1600$ см$^{-1}$.

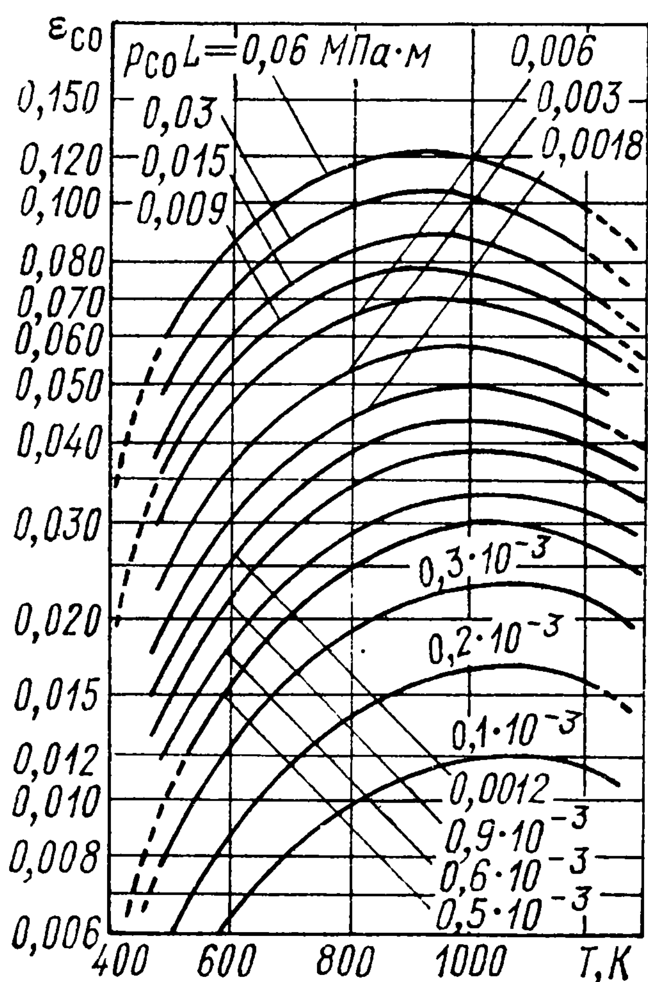


Рис. 1-11. Степень черноты оксида углерода ε_{CO}

На рис. 1-10 приведены данные [71], показывающие влияние на спектральную степень черноты CO толщины слоя L и давления газа p_{CO}. Характер влияния этих переменных на величину ε_{CO} примерно такой же, как и для углекислого газа CO_2. Однако выражен он менее отчетливо. Из кривых видно также, что увеличение температуры газа приводит к снижению его спектральной степени черноты.

Что же касается влияния давления p, следует заметить, что оно по-разному сказывается на величине $\varepsilon_{CO}(\lambda)$ в различных областях значений p_{CO}. Так, по данным Т. Кунитомо для $\nu_0=2143$ см$^{-1}$ при температуре газа $T \geqslant 1200$ К увеличение p_{CO} от 0,01 до 0,1 МПа приводит примерно к четырех-

кратному увеличению $\varepsilon_{CO}(\lambda)$. В то же время увеличение p_{CO} от 0,1 до 1,0 МПа вызывает всего лишь двукратное увеличение $\varepsilon_{CO}(\lambda)$.

По данным С. Пеннера, относящимся к температуре $T = 300$ К, увеличение давления от 0,1 до 0,2 МПа приводит к увеличению $\varepsilon_{CO}(\lambda)$ примерно на 70 %, а увеличение p от 0,1 до 2,0 МПа — примерно к четырехкратному увеличению $\varepsilon_{CO}(\lambda)$.

На основании спектроскопических характеристик CO, полученных Х. Ли и Дж. Хаппелом, Х. Хоттель [75] разработал номограмму для определения интегральной степени черноты оксида углерода CO. Она приведена на рис. 1-11 для области температур до 1200 К и значений $p_{CO}L$ от 0,01 до 6,0 МПа·м. Результаты расчетов по этой номограмме хорошо согласуются с известными данными В. Ульриха.

Наряду с радиационными характеристиками рассмотренных газов определенный интерес представляют также данные о радиационных характеристиках оксидов азота. Подробные данные о спектральных радиационных свойствах NO и N_2O приведены в работе [71] и известной работе Т. Кунитомо с соавторами [77].

ГЛАВА ВТОРАЯ

РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ

2-1. ПАРАМЕТР ДИФРАКЦИИ И КОМПЛЕКСНЫЙ ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Все радиационные характеристики частицы (факторы поглощения и рассеяния, индикатриса рассеяния) могут быть определены в зависимости от двух основных параметров: параметра дифракции ρ и комплексного показателя преломления m.

Параметр дифракции ρ характеризует соотношение между диаметром частицы x и длиной волны падающего излучения λ:

$$\rho = \pi x/\lambda. \tag{2-1}$$

Этот параметр играет исключительно важную роль во всех расчетах теплового излучения дисперсных систем.

С параметром ρ связаны все характерные особенности радиационных свойств частиц, в частности особенности излучения частиц малых и больших размеров. Для интересующих нас задач теплообмена излучением в топочных камерах значение параметра ρ может существенно изменяться в зависимости от рода сжигаемого топлива. При сжигании газа и мазута в пламени образуются частицы углерода малых размеров (сажистые частицы), для которых в существенной для теплообмена в топках области длин волн излучения параметр дифракции $\rho \ll 1$. При сжигании угольной пыли параметр дифракции в основном определяется размерами частиц золы и кокса, для которых $\rho > 1$. В соответствии с изменением ρ существенно изменяются все радиационные характеристики твердой дисперсной фазы пламени при сжигании различных топлив.

Комплексный показатель преломления

$$m = n - i\varkappa \tag{2-2}$$

состоит из вещественной и мнимой частей. Вещественная часть $\mathrm{Re}(m) = n$ представляет собой показатель преломления, определяемый как отношение скорости распространения света в вакууме к скорости его распространения в данной среде. Мнимая часть $\mathrm{Im}(m) = i\varkappa$ характеризует затухание амплитуды электромагнитных колебаний в веществе, обусловленное поглощением. Величина $\varkappa$ связана с коэффициентом поглощения α_λ зависимостью

$$\alpha_\lambda = 4\pi \frac{\varkappa}{\lambda}.$$

Показатели преломления и поглощения характеризуют взаимодействие электромагнитного излучения с веществом.

Для большинства веществ величины n и $\varkappa$ заметно зависят от длины волны излучения λ. На основании известной модели затухающего гармонического осциллятора была получена дисперсионная формула, устанавливающая зависимость оптических констант n и $\varkappa$ от круговой частоты излучения $\omega = 2\pi c/\lambda = 2\pi c\nu$ и круговой частоты ω_0 собственных колебаний упругосвязанного электрона. Величины n и $\varkappa$ взаимно связаны друг с другом. Их соотношение устанавливается известной формулой Крамерса—Кронига:

$$n(\nu_i) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\nu\varkappa(\nu)}{\nu^2 - \nu_i^2}\, d\nu.$$

По этой формуле, зная зависимость от частоты ν показателя поглощения $\varkappa(\nu)$, можно, выполнив интегрирование, определить показатель преломления $n(\nu_i)$ при заданной частоте ν_i. Переменной интегрирования здесь является величина ν.

Для расчетов переноса энергии теплового излучения, например в топках, необходимо располагать данными о величинах n и $\varkappa$ для частиц золы, кокса и сажистого углерода. Необходимо знать также дисперсию этих оптических констант в инфракрасной области спектра, в которой излучает пламя при сжигании различных топлив. На основании таких данных можно провести расчеты спектральных коэффициентов поглощения и рассеяния, а также индикатрисы рассеяния для твердой дисперсной фазы факела.

2-2. РАССЕЯНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ В МОНОДИСПЕРСНОЙ СИСТЕМЕ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Радиационные свойства твердой дисперсной фазы запыленных газовых потоков и пламен характеризуются факторами K_λ^a и коэффициентами α_λ поглощения, а также факторами K_λ^s и коэффициентами β_λ рассеяния. Факторы поглощения и рассеяния K_λ^a и K_λ^s характеризуют радиационные свойства отдельных частиц, а коэффициенты поглощения и рассеяния α_λ и β_λ — радиационные свойства системы частиц.

Наряду с указанными радиационными характеристиками в расчетах часто используются также факторы $K_\lambda = K_\lambda^a + K_\lambda^s$ и коэффициенты $k_\lambda = \alpha_\lambda + \beta_\lambda$ ослабления. Факторы K_λ^a, K_λ^s и K_λ являются безразмерными величинами, а коэффициенты α_λ, β_λ и k_λ имеют размерность, обратную линейному размеру.

Для расчета факторов рассеяния и ослабления можно воспользоваться известными формулами [59]:

$$K_\lambda^s = \frac{2}{\rho^2} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{l^2(1+l)^2}{1+2l} \left(|c_l|^2 + |b_l|^2\right); \quad (2\text{-}3)$$

$$K_\lambda = K_\lambda^a + K_\lambda^s = -\frac{2}{\rho^2} \operatorname{Re} \sum_{l=1}^{\infty} i(-1)^l l(1+l)(c_l - b_l). \quad (2\text{-}4)$$

Входящие в эти формулы амплитудные коэффициенты парциальных волн электрических c_l и магнитных b_l колебаний являются, в свою очередь, сложными функциями величин ρ и m:

$$c_l = c_l(m, m\rho); \quad b_l = b_l(m, m\rho).$$

Величины K_λ^s и K_λ выражаются в виде бесконечных слабосходящихся рядов. Число членов в разложениях, которые необходимо учитывать при вычислениях, зависит от значения параметра ρ и по порядку величины близко к значению ρ. Поэтому наиболее трудоемкими являются расчеты для частиц сравнительно больших размеров, когда $\rho \gg 1$. Для малых же частиц, когда $\rho \ll 1$, при расчетах можно ограничиться учетом лишь нескольких первых членов разложений.

В качестве самостоятельного параметра, описывающего условия переноса энергии излучения в дисперсной системе, используется также критерий $\mathrm{Sc}_\lambda = K_\lambda^s/K_\lambda$, характеризующий вероятность «выживания» кванта при взаимодействии с частицей. Он определяет долю энергии в суммарном ослаблении, которая не поглощается (рассеивается) после взаимодействия с частицей, т. е. остается существовать в виде энергии излучения. В литературе для этой величины часто используется термин «альбедо однократного рассеяния».

В противоположность Sc_λ величина $1 - \mathrm{Sc}_\lambda = K_\lambda^a/K_\lambda$ определяет долю энергии излучения, перешедшую в теплоту в результате взаимодействия излучения с частицей, т. е. поглощенную частицей. Эта доля энергии, переставшая существовать в виде энергии излучения, определяется вероятностью поглощения кванта при взаимодействии с частицей.

В качестве примера на рис. 2-1 показаны зависимости величин K_λ, K_λ^s и K_λ^a от ρ. Прежде всего необходимо обратить внимание на экстремальный характер зависимости радиационных характеристик от параметра дифракции ρ. Местоположение главного максимума зависит от оптических свойств частиц, характеризуемых комплексным показателем преломления m. Из рисунка видно, что с уменьшением величины $\varkappa$ при постоянном значении n главный максимум всех кривых заметно перемещается в сторону более высоких значений ρ. Существенно изменяется в зависимости от

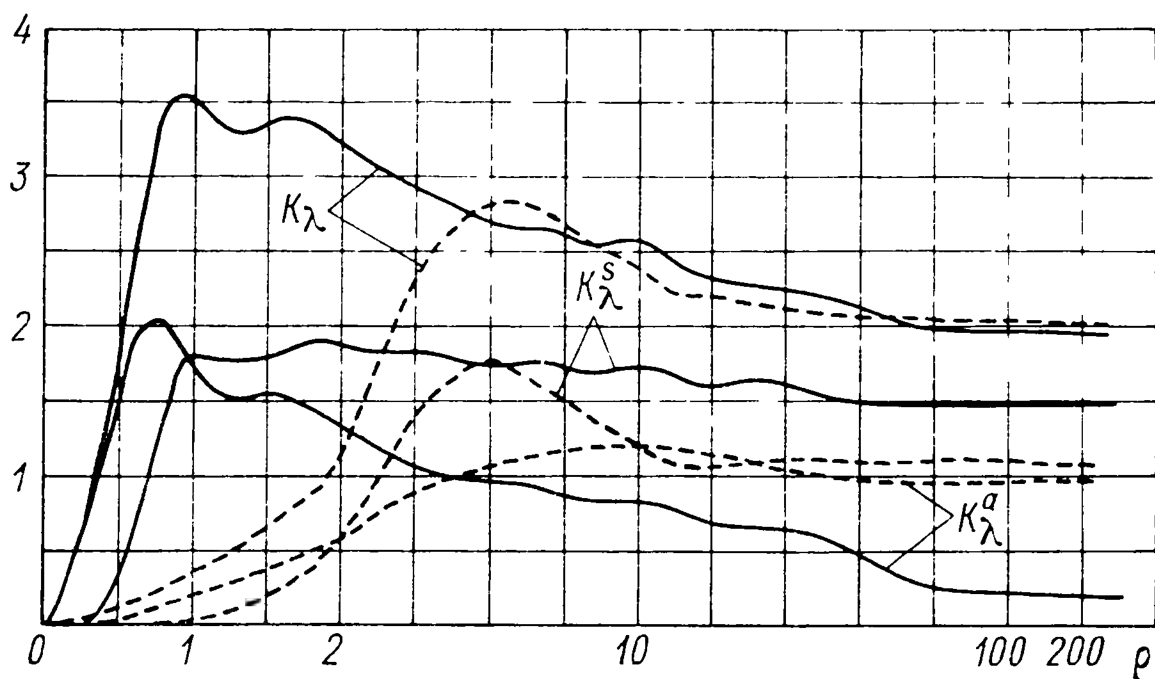


Рис. 2-1. Факторы ослабления K_λ, рассеяния K^s_λ и поглощения K^a_λ при двух значениях комплексного показателя преломления: $m = 1{,}3 - i \cdot 2$; $m = 1{,}3 - i \cdot 0{,}1$ (штриховые кривые)

величины $\varkappa$ также соотношение между рассеянием и поглощением. Так, при $\rho = 80$ и $\varkappa = 2$ доля рассеяния в суммарном ослаблении доходит до 88 %. В то же время при том же значении ρ, но при $\varkappa = 0{,}1$ она составляет 53 %.

Помимо факторов ослабления K_λ, рассеяния K^s_λ и поглощения K^a_λ, на практике часто используются при расчетах эффективные сечения ослабления σ_λ, рассеяния σ^s_λ и поглощения σ^a_λ. Для частицы сферической формы они равны

$$\sigma_\lambda = K_\lambda \frac{\pi x^2}{4}; \quad \sigma^s_\lambda = K^s_\lambda \frac{\pi x^2}{4}; \quad \sigma^a_\lambda = K^a_\lambda \frac{\pi x^2}{4}.$$

Как уже отмечалось ранее, приведенные формулы могут быть существенно упрощены в предельных случаях — для частиц малых размеров ($\rho \ll 1$) и частиц больших размеров ($\rho \gg 1$).

Под частицами малых размеров подразумеваются такие частицы, для которых параметр дифракции $\rho \ll 1$, а $|m|\rho < 1$. При этом в приведенных выше зависимостях можно ограничиться рассмотрением лишь одной парциальной волны электрических колебаний с амплитудой $c_1 = \left(\frac{\pi x}{\lambda}\right)^3 \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}$. Все остальные амплитудные коэффициенты электрических и магнитных колебаний становятся при этом пренебрежимо малыми по сравнению с величиной c_1.

На основании изложенного можем написать для частиц малых размеров

$$K^s_\lambda = \frac{8}{3}\rho^{-2}|c_1|^2 = \frac{8}{3}\rho^4\left|\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}\right|^2; \tag{2-5}$$

$$K_\lambda = -2\rho^{-2}\mathrm{Re}(-2ic_1) = -4\rho\,\mathrm{Im}\left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}\right). \tag{2-6}$$

Замечательной особенностью приведенных формул является их простота и наглядность. Из формул видно, что для частиц малых размеров фактор ослабления K_λ изменяется пропорционально величине ρ, а фактор рассеяния K_λ^s — пропорционально величине ρ^4. Поэтому при достаточно малых значениях ρ величина K_λ^s становится пренебрежимо малой по сравнению с величиной K_λ. В этом случае можно считать, что ослабление связано в основном только с поглощением и величина

$$K_\lambda^a = 4\rho \operatorname{Im}\left(\frac{1-m^2}{m^2+2}\right).$$

Поскольку комплексный показатель преломления m зависит от длины волны излучения λ, величиной $\operatorname{Im}\left(\frac{1-m^2}{m^2+2}\right) = \operatorname{Im}\left[\frac{1-(n-i\varkappa)^2}{2+(n-i\varkappa)^2}\right]$ учитывается здесь влияние на поглощение дисперсии оптических констант вещества частиц $n(\lambda)$ и $\varkappa(\lambda)$.

Зависимость $\operatorname{Im}\left(\frac{1-m^2}{m^2+2}\right)$ от длины волны излучения λ носит экстремальный характер и показывает, что наибольшее ослабление при постоянном значении ρ достигается в рассматриваемых условиях при малых значениях λ. В длинноволновой области спектра зависимость K_λ от λ ослабевает.

Учитывая выражение (2-2), можем на основании (2-5) и (2-6) написать

$$K_\lambda^s = \frac{8}{3}\,\frac{[(n^2-\varkappa^2-2)+(n^2+\varkappa^2)^2]^2+36n^2\varkappa^2}{[(n^2-\varkappa^2+2)^2+4n^2\varkappa^2]^2}\,\rho^4; \qquad (2\text{-}7)$$

$$K_\lambda = \frac{24n\varkappa}{(n^2-\varkappa^2+2)^2+4n^2\varkappa^2}\,\rho. \qquad (2\text{-}8)$$

Обозначая

$$M_1(\lambda) = \frac{8\pi^4}{3}\,\frac{[(n^2-\varkappa^2-2)+(n^2+\varkappa^2)^2]^2+36n^2\varkappa^2}{[(n^2-\varkappa^2+2)^2+4n^2\varkappa^2]^2}; \qquad (2\text{-}9)$$

$$M_2(\lambda) = \frac{24\pi n\varkappa}{(n^2-\varkappa^2+2)^2+4n^2\varkappa^2}, \qquad (2\text{-}10)$$

получаем

$$K_\lambda^s = \frac{M_1(\lambda)}{\lambda^4}x^4; \qquad K_\lambda^a = \frac{M_2(\lambda)}{\lambda}x. \qquad (2\text{-}11;\ 2\text{-}12)$$

Формула (2-11) представляет собой известный закон рассеяния Рэлея, согласно которому для частиц малых размеров интенсивность рассеяния обратно пропорциональна четвертой степени длины волны падающего излучения. Из приведенных формул следует также, что при прохождении через систему частиц малых размеров немонохроматического излучения рассеянное излучение обога-

щается коротковолновыми составляющими. Функции $M_1(\lambda)$ и $M_2(\lambda)$ в зависимостях (2-11) и (2-12) учитывают влияние на интенсивность рассеяния и поглощения дисперсии оптических констант вещества частиц.

Воспользовавшись приведенными соотношениями, запишем выражение для критерия Sc_λ для частиц малых размеров в виде

$$\mathrm{Sc}_\lambda = \frac{[(n^2-\varkappa^2-2)+(n^2+\varkappa^2)]^2+36n^2\varkappa^2}{9n\varkappa\,[(n^2-\varkappa^2+2)^2+4n^2\varkappa^2]}\,\rho^3 = \frac{M_2(\lambda)}{M_1(\lambda)}\,\rho^3. \quad (2\text{-}13)$$

В процессе практического использования приведенных формул всегда возникает вопрос, при каких именно численных значениях величины ρ частицы можно считать малыми. Анализ показывает, что подходить к этому вопросу надо очень осторожно. Все зависит не только от значения ρ, но и от значений оптических констант вещества частиц n и $\varkappa$. Именно поэтому в условие малости частиц введено требование $|m|\rho<1$.

Можно также заметить, например, что для непоглощающих частиц при $\varkappa \to 0$ величина K_λ в выражении (2-8) обращается в нуль, в то время как она должна быть равна фактору рассеяния K_λ^s.

Указанного несоответствия можно избежать, если в разложениях (2-3) и (2-4) учитывать для малых частиц не один первый, а большее число членов. Например, учитывая в указанных разложениях три первых члена с амплитудными коэффициентами c_1, c_2 и b_1, можем написать для частиц малых размеров

$$K_\lambda = \frac{2}{\rho^2}\,\mathrm{Im}\left\{-2\rho^3\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)\left[1+\frac{3}{5}\rho^2\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)-\right.\right.$$
$$\left.\left.-\,i\,\frac{2}{3}\rho^3\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)\right]+\frac{\rho^5}{15}(m^2-1)-\frac{\rho^5}{3}\left(\frac{m^2-1}{2m^2+2}\right)\right\}. \quad (2\text{-}14)$$

Формула (2-14) естественно переходит в (2-8), если учитывать только один первый член разложения.

Как уже отмечалось выше, большое влияние на коэффициенты рассеяния и поглощения оказывают оптические характеристики вещества частиц n и $\varkappa$. На рис. 2-2 (левая часть) показано, как изменяется зависимость $K_\lambda(\rho)$ при изменении величин n и $\varkappa$. Здесь же, в правой части рисунка, показана зависимость от ρ факторов ослабления, поглощения и рассеяния при $\rho>1$.

Как видно из рисунка, для частиц малых размеров увеличение показателя преломления n с 1,3 до 3 при $\varkappa = \mathrm{idem}$ приводит к резкому ослаблению зависимости K_λ от ρ, что свидетельствует об относительном уменьшении доли поглощения в суммарном ослаблении. Наоборот, увеличение показателя поглощения $\varkappa$ с 0,5 до 1 при $n = \mathrm{idem}$ приводит к соответствующему увеличению K_λ как при $n = 1{,}3$, так и при $n = 3$. Тангенс угла наклона прямых определяет при этом величину $\frac{1}{\pi}M_2(\lambda)$ в зависимости (2-12).

Непосредственное влияние n и $\varkappa$ на значение фактора ослабления для частиц малых размеров показано на рис. 2-3. Из рисунка наглядно виден экстремальный характер зависимости $K_\lambda(\varkappa)$. Штриховой кривой показано изменение местоположения максимума в зависимости от показателя преломления n. Во всей рассматривае-

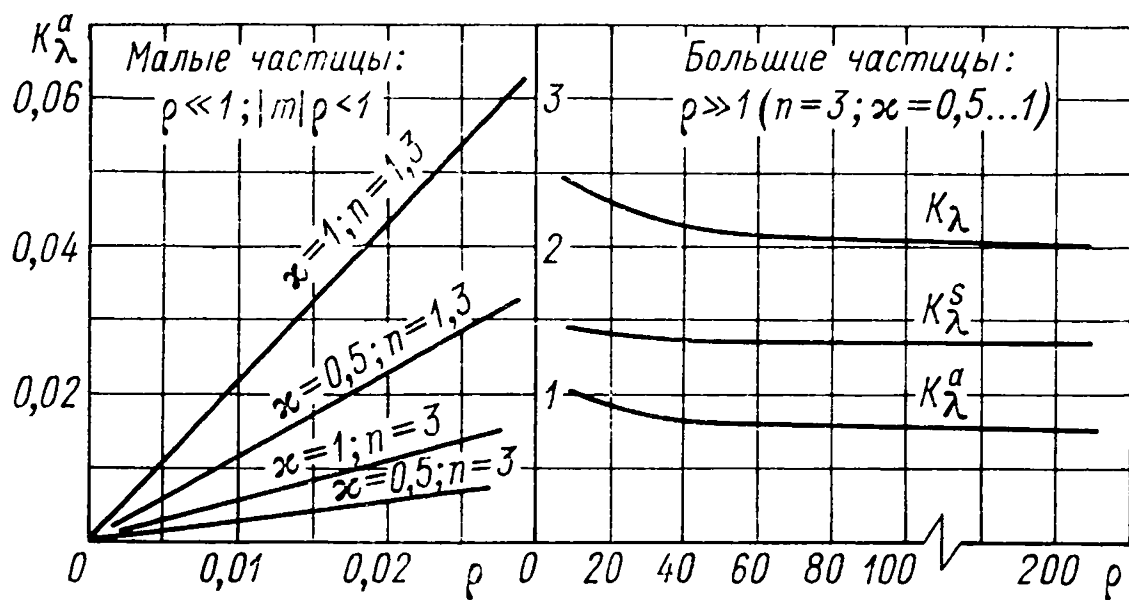


Рис. 2-2. Факторы поглощения, рассеяния и ослабления в зависимости от ρ и ϰ

мой области значений n и $\varkappa$ увеличение показателя преломления n приводит к весьма заметному снижению фактора ослабления K_λ.

Рассмотрим теперь монодисперсную систему, образованную не взаимодействующими друг с другом частицами малых размеров. Обозначая через N_0 числовую концентрацию частиц, т. е. число частиц в единице объема среды, а через v — объем отдельной частицы, запишем выражения для коэффициентов рассеяния и поглощения системы частиц:

$$\beta_\lambda = \frac{9M_1(\lambda)}{\pi\lambda^4} v^2 N_0; \qquad \alpha_\lambda = \frac{3}{2}\frac{M_2(\lambda)}{\lambda} v N_0.$$

Из приведенных формул следует, что при $N_0 = \text{idem}$ эффективное сечение рассеяния пропорционально квадрату объема частицы, а эффективное сечение поглощения — объему частицы.

Переходя от числовой концентрации частиц N_0 к их массовой концентрации μ, связанной с N_0 зависимостью $\mu = \frac{1}{6}\pi x^3 \gamma N_0$, можем написать

$$\beta_\lambda = \frac{9M_1(\lambda)}{\pi\lambda^4}\frac{\mu}{\gamma} v; \qquad (2\text{-}15)$$

$$\alpha_\lambda = \frac{3}{2}\frac{M_2(\lambda)}{\lambda}\frac{\mu}{\gamma}, \qquad (2\text{-}16)$$

где γ — плотность частиц.

Из формул (2-15) и (2-16) видно, что при $\mu/\gamma = \text{idem}$ для монодисперсной системы частиц коэффициент рассеяния изменяется пропорционально объему частицы, а коэффициент поглощения не

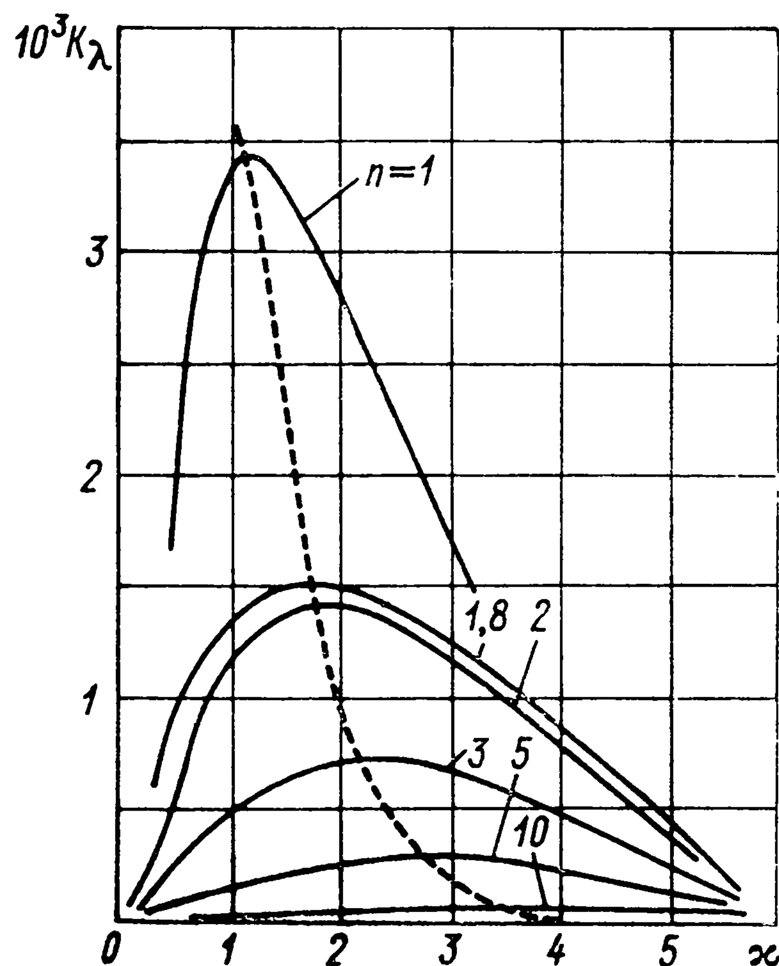


Рис. 2-3. Влияние $\varkappa$ и n на K_λ для частиц малых размеров

зависит от размера частиц. Для монодисперсной системы частиц коэффициенты рассеяния и поглощения связаны с факторами K_λ^s и K_λ^a зависимостями:

$$\beta_\lambda = \frac{3}{2}\frac{\mu}{\gamma}\frac{K_\lambda^s}{x}; \qquad \alpha_\lambda = \frac{3}{2}\frac{\mu}{\gamma}\frac{K_\lambda^a}{x}$$

или

$$\beta_\lambda = \frac{3\pi}{2\lambda}\frac{\mu}{\gamma}\frac{K_\lambda^s}{\rho}; \qquad \alpha_\lambda = \frac{3\pi}{2\lambda}\frac{\mu}{\gamma}\frac{K_\lambda^a}{\rho}.$$

Из приведенных формул видно, что при заданных λ и μ/γ коэффициенты рассеяния и поглощения для монодисперсной системы частиц зависят от отношений K_λ^s/ρ и K_λ^a/ρ. Последние обычно называют удельными факторами рассеяния и поглощения.

Для экспоненциального закона поглощения спектральная поглощательная способность потока частиц с толщиной слоя L

$$a_\lambda = 1 - e^{-\alpha_\lambda L},$$

или, учитывая (2-16), имеем

$$a_\lambda = 1 - \exp\left[-\frac{3}{2}\frac{M_2(\lambda)}{\lambda}\frac{\mu}{\gamma}L\right].$$

Из приведенной формулы следует очень важный вывод о том, что для частиц малых размеров поглощательная способность слоя не зависит от размера частиц. Характер спектральной зависимости поглощательной способности слоя при этом целиком определяется функцией $M_2(\lambda)/\lambda$, которая отражает суммарное влияние на a_λ как параметра дифракции ρ, так и дисперсии комплексного показателя преломления частиц $m(\lambda)$.

Под большими частицами будем понимать такие частицы, для которых $\rho \gg 1$. Зависимостям радиационных характеристик этих частиц от параметра дифракции ρ и оптических констант вещества частиц n и $\varkappa$ также присущи свои специфические особенности. Прежде всего необходимо отметить, что фактор рассеяния K_λ^s для этих частиц по порядку величины нередко соизмерим с фактором поглощения K_λ^a и зачастую превышает последний. На рис. 2-2 в правой части показано, как изменяются в зависимости от ρ величины K_λ, K_λ^s и $K_\varkappa^a$ при $n = 3$ и $\varkappa = 0{,}5 \ldots 1$.

По мере увеличения параметра ρ наблюдается заметное ослабление зависимости всех радиационных характеристик (K_λ, K_λ^s, K_λ^a) как от величины ρ, так и от оптических параметров вещества частиц n и $\varkappa$.

Особо следует остановиться на вопросе об изменении в зависимости от ρ фактора ослабления K_λ. Анализ имеющихся данных показывает, что в области значений $\rho \geqslant 50$ можно принять

$$K_\lambda \approx 2(1 + b/\rho).$$

Входящий в формулу коэффициент b очень слабо зависит от оптических констант вещества, а для частиц больших размеров $b \ll \rho$. Из формулы, а также имеющихся обширных расчетных и экспериментальных данных следует, что при $\rho \to \infty$ фактор ослабления стремится к своему асимптотическому значению $K_0 = 2$ вне зависимости от физических свойств частиц. Соотношение же между рассеянием и поглощением может при этом заметно изменяться в зависимости от величин n и $\varkappa$.

На это, на первый взгляд парадоксальное, явление впервые было обращено внимание в работах К. С. Шифрина [59], который исследовал его физическую природу и показал, что это явление связано с особым характером дифракции электромагнитных волн на частицах больших размеров. При $\rho \to \infty$ эффективное сечение ослабления стремится к своему асимптотическому значению, равному удвоенной площади поперечного сечения частицы. Это означает, что частица отбирает из падающего потока в два раза больше энергии, чем падает на ее поперечное сечение. Указанное явление присуще всем частицам больших размеров независимо от их конкретных физических свойств.

В процессе взаимодействия излучения с частицами больших размеров сама частица, как вторичный излучатель, нарушает электромагнитное поле не только в пучке лучей по сечению частицы, но и на заметном расстоянии от этого пучка. При этом возникают дифракционные явления, приводящие к специфическому характеру индикатрисы рассеяния.

По мере увеличения параметра ρ дифракционно-рассеянный свет все более концентрируется в узком пучке, направленном вперед по ходу распространения падающего излучения. В пределе, при $\rho \to \infty$, излучение, рассеянное частицей в этом узком пучке, становится равным излучению, рассеянному частицей во всех направлениях по законам геометрической оптики, что приводит к удвоению фактора ослабления для частиц больших размеров. Даже «абсолютно черные» частицы вследствие указанных выше дифракционных явлений также обладают сильным рассеянием вперед по ходу луча.

Таким образом, асимптотическое значение фактора ослабления для частиц больших размеров оказывается в два раза бóльшим, чем это следовало бы из законов геометрической оптики. Заметим, что при расчетах по законам геометрической оптики значение фактора ослабления не может превышать единицы, а предельное значение эффективного сечения ослабления не может превышать площади поперечного сечения частицы.

Как уже отмечалось выше, по мере увеличения размера частицы изменяется также соотношение между долями рассеяния и поглощения в суммарном ослаблении. При достаточно большом ρ это соотношение перестает зависеть от величины ρ. Имеющиеся данные показывают, что при $\rho \geqslant 50$ можно с достаточной точностью принять

$$\mathrm{Sc}_\lambda = \frac{(n^2 + n - \varkappa^2)^2 + (1 + n)^2 + 2\varkappa^2}{[(1 + n)^2 - \varkappa^2]^2}. \qquad (2\text{-}17)$$

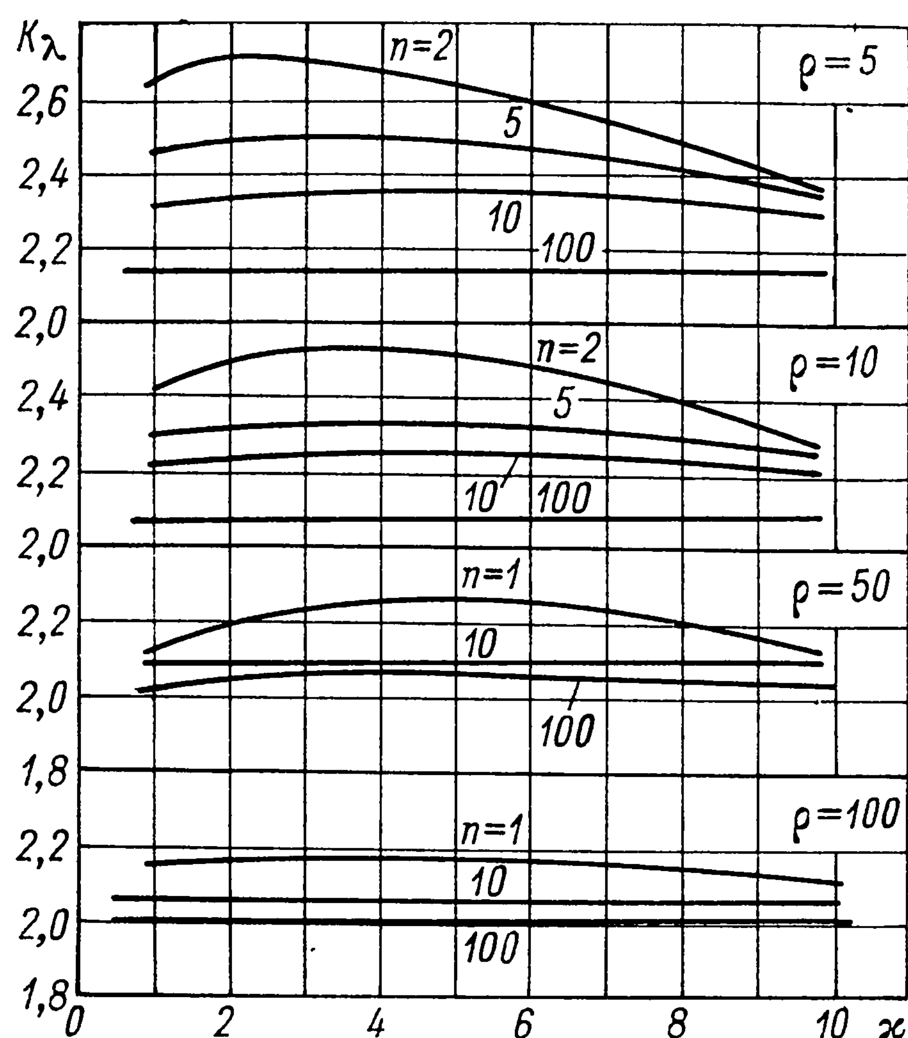


Рис. 2-4. Влияние $\varkappa$ и n на K_λ для частиц различных размеров

Как видно из приведенной формулы, значение критерия Sc_λ определяется в этом случае только значениями оптических констант n и $\varkappa$.

Влияние оптических констант n и $\varkappa$ на фактор ослабления K_λ для частиц больших размеров является более слабым, чем для малых частиц. В качестве примера на рис. 2-4 показано, как изменяется фактор ослабления K_λ в зависимости от $\varkappa$ и n для четырех значений параметра дифракции ρ в области от 5 до 100. Из рисунка видно, что с увеличением ρ влияние оптических констант на K_λ заметно ослабевает. При значении $\rho = 100$ изменение величины $\varkappa$ практически не влияет на K_λ в области значений $n \geqslant 1$. При всех рассмотренных значениях ρ с увеличением показателя преломления n зависимость K_λ от $\varkappa$ заметно ослабевает.

Заметим, наконец, что чем выше n, тем при более низких значениях ρ достигается асимптотическое значение фактора ослабления $K = K_0 = 2$ для частиц больших размеров.

2-3. ИНДИКАТРИСА РАССЕЯНИЯ

Величины ρ и m являются основными параметрами, определяющими не только фактор рассеяния K_λ^s, но и распределение рассеянного света по различным направлениям θ. Это распределение характеризуется индикатрисой рассеяния $\gamma_\lambda = F(\rho, m, \theta)$.

Установленные формулы [59] связывают величину $\gamma_\lambda(\theta)$ с параметром дифракции ρ и комплексным показателем преломления m. Эти формулы описывают угловое распределение спектральной плотности потока излучения, рассеянного частицей в различных направлениях. Индикатриса рассеяния

$$\gamma_\lambda(\theta) = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{i_1 + i_2}{\sigma_\lambda^s}. \quad (2\text{-}18)$$

Входящие в (2-18) величины i_1 и i_2 связаны с амплитудными коэффициентами c_l и b_l простыми соотношениями:

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= \left| \sum_{l=1}^{\infty} [c_l(\rho, m) Q_l(\theta) + b_l(\rho, m) S_l(\theta)] \right|^2; \\ i_2 &= \left| \sum_{l=1}^{\infty} [c_l(\rho, m) S_l(\theta) + b_l(\rho, m) Q_l(\theta)] \right|^2, \end{aligned}\right\}$$

где $Q_l(\theta)$ и $S_l(\theta)$ — известные угловые функции, образующие матрицу рассеяния.

Величина i_1 характеризует интенсивность рассеяния излучения, поляризованного в направлении, перпендикулярном плоскости рассеяния, а величина i_2 — в плоскости рассеяния. Величины i_1 и i_2 определяют первый ($I_1 = i_1 - i_2$) и второй ($I_2 = i_1 + i_2$) параметры Стокса, а также степень поляризации рассеянного излучения $P_\lambda(\theta) = (i_1 - i_2)/(i_1 + i_2) = I_1/I_2$.

Переходя в выражении (2-18) от эффективного сечения рассеяния σ_λ^s к фактору рассеяния K_λ^s, можем написать

$$\gamma_\lambda(\theta) = \frac{2}{\rho^2}\frac{i_1 + i_2}{K_\lambda^s}.$$

Индикатриса рассеяния $\gamma_\lambda(\theta)$ должна удовлетворять условию нормировки

$$\frac{1}{4\pi}\int_{4\pi}\gamma_\lambda(\theta)\,d\omega = 1, \qquad (2\text{-}19)$$

вытекающему из закона сохранения рассеянной энергии. Выполнив интегрирование по элементарному телесному углу $d\omega = 2\pi\sin\theta d\theta$, можем записать условие нормировки в более простом виде:

$$\frac{1}{2}\int_0^\pi \gamma_\lambda(\theta)\sin\theta d\theta = 1.$$

Приведенные формулы определяют индикатрису рассеяния неполяризованного излучения для сферической частицы произвольного размера.

Форма индикатрисы рассеяния очень сильно зависит от значения параметра дифракции ρ. При постоянном ρ изменение величины λ не оказывает существенного влияния на вид индикатрисы рассеяния. Для частиц размером $\rho \leqslant 0{,}1$ характерной является симметричная «вперед-назад» индикатриса рассеяния.

В этом случае

$$i_1 = \rho^6\left|\frac{m^2-1}{m^2+1}\right| \quad \text{и} \quad i_2 = \rho^6\left|\frac{m^2-1}{m^2+1}\right|\cos^2\theta$$

и

$$\gamma_\lambda(\theta) = \frac{2\rho^4}{K_\lambda^s}\left|\frac{m^2-1}{m^2+1}\right|(1+\cos^2\theta). \qquad (2\text{-}20)$$

Подставляя в (2-20) значение K_λ^s из (2-11) и обозначая

$$M(\lambda) = \frac{2\pi^4}{M_1(\lambda)}\left|\frac{m^2-1}{m^2+1}\right|,$$

получаем

$$\gamma_\lambda(\theta) = M(\lambda)(1+\cos^2\theta). \qquad (2\text{-}21)$$

Описываемая формулой (2-21) индикатриса рассеяния известна как рэлеевская. Она является симметричной как относительно плоскости распространения излучения, так и относительно нормальной к ней плоскости.

Максимальное рассеяние наблюдается в направлениях $\theta = 180°$ и $\theta = 0$ (вперед-назад). В плоскости, перпендикулярной направлению распространения падающего излучения, частица малых размеров рассеивает в два раза меньше энергии, чем в направлениях вперед или назад. Для системы независимых частиц (монодисперсной) рассеяние во всех направлениях увеличивается пропорционально числовой концентрации частиц N_0.

Как видно из формулы (2-21), для всех частиц малых размеров ($\rho \ll 1$) вид индикатрисы рассеяния один и тот же и не зависит от конкретного значения параметра ρ. Изменение длины волны излучения при этом также не сказывается на характере индикатрисы рассеяния. Изменяется лишь суммарное количество энергии, рассеянной частицей во всех направлениях. Вновь подчеркнем, что все это справедливо лишь для частиц малых размеров, когда $\rho \ll 1$.

При более высоких значениях ρ происходит существенная деформация индикатрис рассеяния. Заметно возрастает рассеяние вперед по ходу распространения падающего излучения. Уже при $\rho = 0{,}5$ индикатриса рассеяния отличается от рэлеевской, а при $\rho = 1$ частица рассеивает вперед примерно в три раза больше энергии, чем назад.

При значениях $\rho \gg 1$ почти все рассеянное излучение концентрируется в узком телесном угле, направленном вперед по ходу распространения падающего излучения. Физическая природа этого явления была рассмотрена в предыдущем параграфе.

Для обобщенной характеристики влияния формы индикатрисы рассеяния на перенос энергии излучения можно использовать два параметра: коэффициент асимметрии $\eta_{вп/нз}$ и коэффициент $\eta_{нз}$, определяющий долю рассеянного назад излучения. Коэффициент асимметрии определяется как отношение полусферического потока энергии, рассеянного частицей вперед в телесном угле $(2\pi)^+$, к полусферическому потоку энергии, рассеянному назад в телесном угле $(2\pi)^-$:

$$\eta_{вп/нз} = \frac{\int\limits_{(2\pi)^+} \gamma_\lambda(\theta)\, d\omega}{\int\limits_{(2\pi)^-} \gamma_\lambda(\theta)\, d\omega} = \frac{\int\limits_0^{\pi/2} \gamma_\lambda(\theta) \sin\theta d\theta}{\int\limits_{\pi/2}^{\pi} \gamma_\lambda(\theta) \sin\theta d\theta}. \tag{2-22}$$

Коэффициент $\eta_{нз}$ определяет долю энергии, рассеянной частицей в полусферическом телесном угле $(2\pi)^-$, по отношению к энергии, рассеянной во всех направлениях в телесном угле 4π:

$$\eta_{нз} = \frac{\int\limits_{(2\pi)^-} \gamma_\lambda(\theta)\, d\omega}{\int\limits_{4\pi} \gamma_\lambda(\theta)\, d\omega} = \frac{\int\limits_{\pi/2}^{\pi} \gamma_\lambda(\theta) \sin\theta d\theta}{\int\limits_0^{\pi} \gamma_\lambda(\theta) \sin\theta d\theta}. \tag{2-23}$$

Учитывая выражение (2-19), можем написать

$$\eta_{нз} = \frac{1}{4\pi} \int\limits_{(2\pi)^-} \gamma_\lambda(\theta)\, d\omega. \tag{2-24}$$

Подставляя в приведенные формулы телесный угол $d\omega$, можно, выполнив интегрирование, определить для каждой заданной индикатрисы рассеяния $\gamma_\lambda(\theta)$ величины $\eta_{вп/нз}$ и $\eta_{нз}$.

Для симметричной «вперед-назад» индикатрисы рассеяния коэффициент асимметрии $\eta_{вп/нз} = 1$, а коэффициент $\eta_{нз} = 0,5$.

Для предельно вытянутой вперед индикатрисы рассеяния $\eta_{вп\,нз} \gg 1$, а $\eta_{нз} \ll 1$. Для предельно вытянутой назад индикатрисы рассеяния $\eta_{вп/нз} \ll 1$, а $\eta_{нз} \gg 1$.

Доля энергии, которая рассеивается частицей вперед в полусферическом телесном угле, составляет

$$\eta_{вп} = 1 - \eta_{нз}.$$

Для частиц углерода при $\rho = 0,5$ величина $\eta_{вп} = 0,7$. С увеличением размера частиц величины $\eta_{вп/нз}$ и $\eta_{вп}$ быстро возрастают.

2-4. ПОЛИДИСПЕРСНЫЕ СИСТЕМЫ

Выше были рассмотрены радиационные свойства частиц и монодисперсных систем, состоящих из частиц одинакового размера. На практике же мы всегда имеем дело с системами, состоящими из частиц различных размеров, т. е. с полидисперсными системами частиц.

Содержание в дисперсной системе частиц различных размеров может изменяться в очень широких пределах. Оно характеризуется функцией числового распределения частиц $F(x) = N_0 N(x)$, где N_0 — число частиц в единице объема среды.

На рис. 2-5 приведены типичные кривые распределения частиц по размерам $N(x)$. Кривая *1* по сравнению с кривой *2* характеризуется более высоким относительным содержанием тонких фракций и соответственно меньшим модальным размером частиц.

Наиболее общей формулой, описывающей представленный на рис. 2-5 класс распределений, является формула гамма-распределения вида

$$N(x)\,dx = Ax^n e^{-bx^p}\,dx, \tag{2-25}$$

в которой A — нормирующий множитель, а b — параметр, характеризующий полуширину функции распределения. Численные значения показателей n и p определяют те или иные конкретные функции распределения частиц по размерам.

Многие хорошо известные законы распределения могут рассматриваться как отдельные частные случаи наиболее общего распределения (2-25). Так, при $n = 0$ и $p = 2$ формула (2-25) переходит в формулу типа закона нормального распределения Гаусса

$$N(x)\,dx = Ae^{-bx^2}dx.$$

Если при этом заменить величину x величиной $\ln x$, приходим к нормально-логарифмическому закону распределения

$$N(\ln x)\,d(\ln x) = Ae^{-b(\ln x)^2}\,d(\ln x) = Ae^{-b(\ln x)^2}\frac{dx}{x}.$$

При $n = p = 2$ получаем из выражения (2-25) известную формулу закона распределения Максвелла — Больцмана

$$N(x)\,dx = Ax^2 e^{-bx^2}dx, \tag{2-26}$$

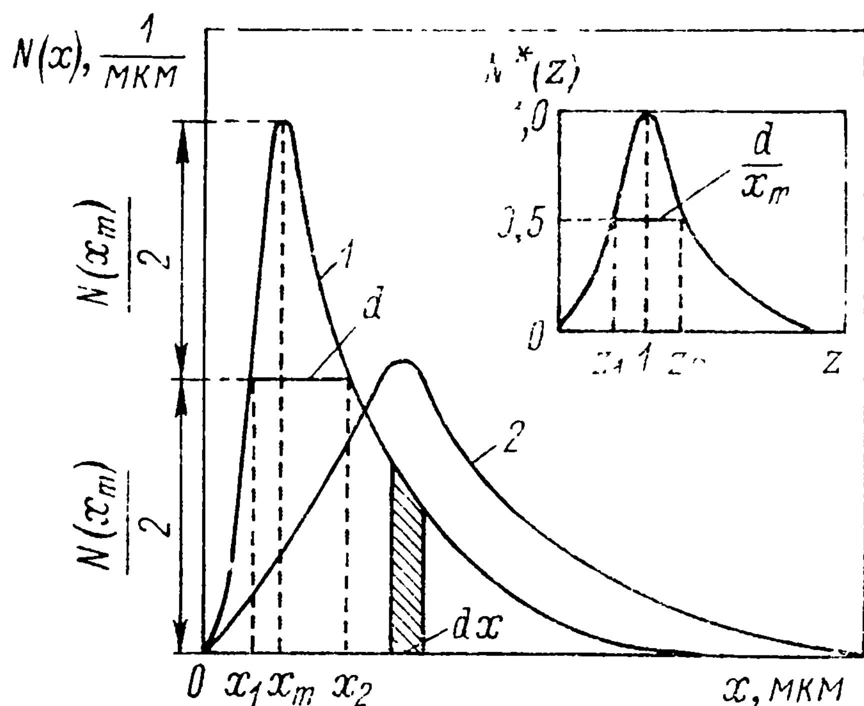


Рис. 2-5. Кривые распределения частиц по размерам

описывающую распределение молекул газа по скоростям при термодинамическом равновесии.

Условию $n = 2$ и $p = 1$ отвечает формула Р. Рокара

$$N(x)\,dx = Ax^2e^{-bx}\,dx,$$

часто используемая для описания распределения по размерам частиц атмосферного аэрозоля.

Величина $N(x)$ по своему физическому смыслу характеризует распределение плотности вероятности и измеряется в микрометрах в минус первой степени. Площадь заштрихованной элементарной площадки (рис. 2-5) $N(x)\,dx$ определяет относительное содержание частиц с размерами от x до $x + dx$. Интегрируя эту величину по x во всем возможном диапазоне изменения размеров частиц, получаем

$$\int_0^\infty N(x)\,dx = 1. \qquad (2\text{-}27)$$

Равенство (2-27) определяет условие нормировки функции $N(x)$. Для распределения (2-25)

$$A\int_0^\infty x^n e^{-bx^p}\,dx = 1.$$

Учитывая, что

$$\int_0^\infty x^n e^{-bx^p}\,dx = \frac{\Gamma\left(\frac{n+1)}{p}\right)}{pb^{\frac{n+1}{p}}},$$

можем написать

$$A = \frac{pb^{\frac{n+1}{p}}}{\Gamma\left(\frac{n+1}{p}\right)}, \qquad (2\text{-}28)$$

где $\Gamma\left(\frac{n+1}{p}\right)$ — гамма-функция от аргумента $\frac{n+1}{p}$.

Таким образом, из условия нормировки функции $N(x)$ определяется коэффициент A в зависимости (2-25).

При расчетах можно воспользоваться известной рекуррентной формулой $\Gamma(l + 1) = l\Gamma(l)$. Для целых значений аргумента величина $\Gamma(l + 1) = l!$. При больших l можно применять формулу Стирлинга

$$\Gamma(l+1) = \sqrt{2\pi l}\left(\frac{l}{e}\right)^l\left(1 + \frac{1}{12l} + \frac{1}{288l^2} - \frac{139}{5184l^3} - \dots\right).$$

В определенных условиях при расчетах удобно использовать разложение в ряд

$$e^{-bx^p} = 1 - \frac{bx^p}{1!} + \frac{b^2x^{2p}}{2!} - \frac{b^3x^{3p}}{3!} + \dots$$

В этом случае

$$N(x) = x^n \left(1 - bx^p + \frac{b^2}{2!} x^{2p} - \frac{b^3}{3!} x^{3p} + \dots \right).$$

Кривые распределения $N(x)$ имеют экстремум. Поэтому из условия

$$\left.\frac{dN(x)}{dx}\right|_{x=x_m} = 0$$

находим параметр полуширины функции распределения

$$b = \frac{n}{p} x_m^{-p}. \qquad (2\text{-}29)$$

Из выражения (2-29) видно, что параметр полуширины функции распределения непосредственно связан с наиболее вероятным (модальным) размером частиц x_m.

Зная на основании опытных данных величину x_m, легко находим по выражениям (2-28) и (2-29) значение нормирующего множителя A и показателя b, если известны параметры кривой распределения n и p. Обозначая $z = x/x_m$, можем записать (2-25) в виде

$$N(x_m z)\,dz = \frac{p x_m^{-1}}{\Gamma\left(\frac{n+1}{p}\right)} \left(\frac{n}{p}\right)^{\frac{n+1}{p}} z^n e^{-\frac{n}{p} z^p}\, dz.$$

Значение функции в максимуме, т. е. при $z = 1$, будет равно

$$N(x_m) = \frac{p x_m^{-1}}{\Gamma\left(\frac{n+1}{p}\right)} \left(\frac{n}{p}\right)^{\frac{n+1}{p}} e^{-\frac{n}{p}}.$$

Для практических расчетов часто бывает удобным представить функцию распределения в виде

$$N^*(z) = \frac{N(zx_m)}{N(x_m)} = z^n e^{-\frac{n}{p}(z^p - 1)}.$$

При $z = 1$, т. е. в максимуме, величина $N^*(z) = 1$. Вид функции $N^*(z)$ показан в верхней правой части рис. 2-5. Здесь же показана полуширина функции распределения $d/x_m = z_2 - z_1 = (x_2 - x_1)/x_m$.

Установив из эксперимента кривую $N(x)$, для ее аналитического описания в соответствии с (2-25) прежде всего необходимо определить параметры кривой распределения n и p. Для нахождения значений этих параметров можно воспользоваться уже упоминавшейся выше кривой распределения $N^*(z)$.

Обозначая через z_1 и z_2 значения абсцисс для восходящей и нисходящей ветвей $N^*(z)$, определяющих полуширину функции распределения $d = x_m(z_2 - z_1)$, можем написать

$$\left.\begin{aligned} N^*(z_1) &= z_1^n e^{-\frac{n}{p}\left(z_1^p - 1\right)} = 0{,}5; \\ N^*(z_2) &= z_2^n e^{-\frac{n}{p}\left(z_2^p - 1\right)} = 0{,}5 \end{aligned}\right\} \qquad (2\text{-}30)$$

или

$$z_1^n e^{-\frac{z_1^p - 1}{p} n} = z_2^n e^{-\frac{z_2^p - 1}{p} n}$$

и

$$\frac{z_1}{z_2} = \exp\left(\frac{z_2^p - z_1^p}{p}\right). \qquad (2\text{-}31)$$

Воспользовавшись одним из уравнений (2-30), после простых преобразований получим

$$n = \frac{0{,}694p}{z_1^p - 2{,}3p \lg z_1 - 1}. \qquad (2\text{-}32)$$

Таким образом, зная величины z_1 и z_2, легко находим по выражениям (2-31) и (2-32) численные значения параметров p и n. Далее по формуле (2-29) рассчитываем значение параметра b. Воспользовавшись (2-28), определяем значение нормирующего множителя A.

Очень простая связь между показателем n и относительной полушириной функции распределения $d/x_m = (x_2 - x_1)/x_m$ получается при значении $p = 1$. В этом случае, как показал К. С. Шифрин, применивший гамма-функцию для описания распределения по размерам капель влаги [60], величина

$$n = 6{,}15\left(\frac{x_2 - x_1}{x_m}\right)^{-2}.$$

Функцию $N(x)$ обычно называют функцией числового распределения частиц пыли по размерам.

Наряду с числовым распределением $N(x)$ дисперсный состав частиц можно характеризовать также их распределением по массе. Для этой цели на практике широко используется функция $R(x)$, с помощью которой определяют тонкость помола угля в мельницах. Значения $R(x)$ устанавливаются путем ситового анализа пыли по значениям массы остатков пыли на соответствующих ситах с размерами ячеек x_i.

Функции $R(x)$ и $N(x)$ связаны между собой простой зависимостью

$$R(x_i) = \frac{\int_0^{x_i} N(x)\, x^3 dx}{\int_0^{\infty} N(x)\, x^3 dx}.$$

Для расчетов $R(x)$ обычно используется известная формула Розина—Рамлера

$$R(x) = ae^{-b_* x^p},$$

в которой коэффициент b_* связан с модальным размером частиц x_m, а показатель степени p — с полушириной функции распределения $N(x)$.

Формула Розина—Рамлера удовлетворительно описывает распределение частиц пыли по массе после размола угля в мельницах. В то же время с помощью этой формулы не удается описать закономерности распределений по массе частиц золы в пылеугольном пламени и частиц сажи в пламенах мазута и газа, механизм образования которых носит более сложный характер.

2-5. ОСРЕДНЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИСПЕРСНОГО СОСТАВА ЧАСТИЦ

В расчетах нередко используются осредненные характеристики распределения частиц по размерам и полидисперсных системах. В качестве таких характеристик применяются различные осредненные величины в зависимости от того, какое именно характерное свойство полидисперсной системы положено в основу осреднения.

По своему физическому смыслу процесс осреднения размеров частиц можно рассматривать как своего рода процесс моделирования, когда реальная полидисперсная система моделируется некоторой условной монодисперсной системой таким образом, что какое-то свойство (параметр системы) остается одинаковым для обеих систем. Поэтому нельзя говорить вообще о среднем размере частиц. Можно говорить лишь о вполне определенных средних размерах, удовлетворяющих сформулированному выше условию моделирования (осреднения).

Следовательно, при определении любой осредненной характеристики полидисперсной системы прежде всего необходимо иметь в виду, для какой именно конкретной цели она определяется, т. е. какая именно характеристика системы должна оставаться неизменной при осреднении (моделировании). Определенный таким образом средний размер частиц полидисперсной системы представляет собой такой размер частиц условной, моделирующей ее монодисперсной системы, при котором одно из физических свойств остается одинаковым как для поли-, так и для монодисперсной системы.

Воспользовавшись таким условием моделирования (осреднения), определим некоторые средние величины, характеризующие дисперсный состав рассматриваемой системы.

Средний арифметический диаметр частиц. Для определения этой величины реальная полидисперсная система частиц условно заменяется (моделируется) такой монодисперсной системой, которая имеет одинаковую с полидисперсной системой полную длину цепочки контактирующих друг с другом частиц. Обозначив через N_i

число частиц с диаметром x_i, для полидисперсной системы можем написать

$$L_{\text{поли}} = \sum_i x_i N_i.$$

Для монодисперсной модели этой системы, состоящей из частиц одинакового размера, равного $\bar{x}_{10}$, полная длина цепочки

$$L_{\text{моно}} = \bar{x}_{10} \sum_i N_i.$$

Из условия моделирования L = idem, т. е. при $L_{\text{моно}} = L_{\text{поли}}$, получаем

$$\bar{x}_{10} = \frac{\sum_i x_i N_i}{\sum_i N_i}.$$

Переходя от суммирования к интегрированию, можем написать

$$\bar{x}_{10} = \frac{\int_0^\infty xN(x)\,dx}{\int_0^\infty N(x)\,dx}, \qquad (2\text{-}33)$$

где $N(x)$ — функция числового распределения частиц по размерам.

В соответствии с выражением (2-33) величина $\bar{x}_{10}$ представляет собой математическое ожидание средней величины x. Учитывая (2-25) и (2-27), получаем

$$\bar{x}_{10} = A \int_0^\infty x^{n+1} e^{-bx^p} dx = A \frac{\Gamma\left(\frac{n+2}{p}\right)}{pb^{\frac{n+2}{p}}}.$$

Подставляя сюда значение A из (2-28) и b из (2-29), приходим к формуле вида

$$\frac{\bar{x}_{10}}{x_m} = \left(\frac{p}{n}\right)^{\frac{1}{p}} \frac{\Gamma\left(\frac{n+2}{p}\right)}{\Gamma\left(\frac{n+1}{p}\right)}.$$

Обращаясь к выражению (2-33), заметим, что средний арифметический диаметр частиц представляет собой соотношение между первым и нулевым моментами функции распределения $N(x)$. Указанное обстоятельство отражено индексом 10, обозначающим эту величину. Соответственно для соотношения между вторым и нулевым моментами функции распределения можем написать 20 и т. д.

Средний квадратический диаметр частиц. При определении этой величины реальная полидисперсная система моделируется такой монодисперсной, состоящей из частиц размером $\bar{x}_{20}$ системой, для которой суммарная поверхность всех частиц $F_{\text{моно}}$ такая

же, как и в реальной полидисперсной системе $F_{\text{поли}}$.

Учитывая, что

$$F_{\text{моно}} = \pi \bar{x}_{20}^2 \sum_i N_i; \qquad F_{\text{поли}} = \pi \sum_i x_i^2 N_i,$$

можем на основании принятого условия моделирования (F = idem; $F_{\text{моно}} = F_{\text{поли}}$) написать

$$\bar{x}_{20}^2 = \frac{\sum_i x_i^2 N_i}{\sum_i N_i} \tag{2-34}$$

или

$$\bar{x}_{20} = \sqrt{\sum_i x_i^2 \frac{N_i}{\sum_i N_i}}\ .$$

В соответствии с (2-34)

$$\bar{x}_{20}^2 = \frac{\int_0^\infty x^2 N(x)\,dx}{\int_0^\infty N(x)\,dx}. \tag{2-35}$$

Таким образом, средний квадратический диаметр частиц может рассматриваться как соотношение между вторым и нулевым моментами функции распределения, или как математическое ожидание среднего значения квадрата размера частиц. Учитывая изложенное, можем написать

$$\bar{x}_{20}^2 = A \int_0^\infty x^{n+2} e^{-bx^p}\,dx = A\,\frac{\Gamma\left(\frac{n+3}{p}\right)}{pb^{\frac{n+3}{p}}}$$

или

$$\frac{\bar{x}_{20}}{x_m} = \left(\frac{p}{n}\right)^{\frac{1}{p}} \left[\frac{\Gamma\left(\frac{n+3}{p}\right)}{\Gamma\left(\frac{n+1}{p}\right)}\right]^{\frac{1}{2}}. \tag{2-36}$$

Формула (2-36) связывает безразмерный диаметр частиц $\bar{x}_{20}/x_m$ с параметрами функции распределения n и p.

Средний по массе диаметр частиц. Аналогично предыдущим эта величина $\bar{x}_{30}$ может быть определена из условия моделирования, при котором сохраняется неизменной суммарная масса всех частиц (G = idem). Обозначая соответственно через $G_{\text{поли}}$ и $G_{\text{моно}}$ массу частиц поли- и монодисперсной систем, можем написать

$$G_{\text{поли}} = \sum_i \frac{\pi x_i^3}{6} \gamma N_i; \qquad G_{\text{моно}} = \frac{\pi \bar{x}_{30}^3}{6} \gamma \sum_i N_i.$$

Из условия моделирования $G_{\text{моно}} = G_{\text{поли}}$ получаем

$$\bar{x}_{30}^3 = \frac{\sum_i x_i^3 N_i}{\sum_i N_i} \tag{2-37}$$

или

$$\bar{x}_{30} = \sqrt[3]{\sum_i x_i^3 \frac{N_i}{\sum_i N_i}}.$$

Аналогично

$$\bar{x}_{30}^3 = \frac{\int_0^\infty x^3 N(x)\,dx}{\int_0^\infty N(x)\,dx} \tag{2-38}$$

или

$$\bar{x}_{30}^3 = A\int_0^\infty x^{n+3} e^{-bx^p}\,dx = A\,\frac{\Gamma\left(\frac{n+4}{p}\right)}{pb^{\frac{n+4}{p}}}$$

и

$$\frac{\bar{x}_{30}}{x_m} = \left(\frac{p}{n}\right)^{\frac{1}{p}} \sqrt[3]{\frac{\Gamma\left(\frac{n+4}{p}\right)}{\Gamma\left(\frac{n+1}{p}\right)}}.$$

Величина $\bar{x}_{30}^3$ представляет собой соотношение между третьим и нулевым моментами функции распределения и является математическим ожиданием среднего значения куба размера частиц. Величина $\bar{x}_{30}$ часто используется при определении массовой или числовой концентрации частиц в полидисперсной системе.

Средний по удельной поверхности размер частиц. При определении этой величины, обозначаемой $\bar{x}_{32}$, моделирование реальной, полидисперсной системы производится таким образом, чтобы при замене этой системы условной, монодисперсной системой удельная поверхность частиц оставалась неизменной (F/G = idem).

Удельная поверхность частиц полидисперсной системы

$$\left(\frac{F}{G}\right)_{\text{поли}} = \frac{\sum_i \pi x_i^2 N_i}{\sum_i \frac{\pi}{6}\gamma x_i^3 N_i} = \frac{6}{\gamma}\,\frac{\sum_i x_i^2 N_i}{\sum_i x_i^3 N_i}.$$

Для монодисперсной системы, состоящей из частиц размером $\bar{x}_{32}$,

$$\left(\frac{F}{G}\right)_{\text{моно}} = \frac{\pi \bar{x}_{32}^2 \sum_i N_i}{\frac{\pi}{6} \gamma \bar{x}_{32}^3 \sum_i N_i} = \frac{6}{\gamma} \frac{1}{\bar{x}_{32}}.$$

По условию моделирования $(F/G)_{\text{моно}} = (F/G)_{\text{поли}}$ можем написать

$$\bar{x}_{32} = \frac{\sum_i x_i^3 N_i}{\sum_i x_i^2 N_i} \quad \text{или} \quad \bar{x}_{32} = \frac{\sum_i x_i^3 \frac{N_i}{\sum_i N_i}}{\sum_i x_i^2 \frac{N_i}{\sum_i N_i}}$$

и

$$\bar{x}_{32} = \frac{\int_0^\infty x^3 N(x)\, dx}{\int_0^\infty x^2 N(x)\, dx}. \tag{2-39}$$

Таким образом, средний по удельной поверхности размер частиц $\bar{x}_{32}$ представляет собой соотношение между третьим и вторым моментами функции распределения, т. е. соотношение между математическими ожиданиями средних значений куба и квадрата размеров частиц.

Для этих условий

$$\bar{x}_{32} = \frac{\int_0^\infty x^{n+3} e^{-bx^p} dx}{\int_0^\infty x^{n+2} e^{-bx^p} dx} = \frac{\bar{x}_{30}^3}{\bar{x}_{20}^3} = b^{-\frac{1}{p}} \frac{\Gamma\left(\frac{n+4}{p}\right)}{\Gamma\left(\frac{n+3}{p}\right)} \tag{2-40}$$

или

$$\frac{\bar{x}_{32}}{x_m} = \left(\frac{p}{n}\right)^{\frac{1}{p}} \frac{\Gamma\left(\frac{n+4}{p}\right)}{\Gamma\left(\frac{n+3}{p}\right)}.$$

Приведенные выше осредненные характеристики дисперсного состава частиц обладают рядом общих свойств, наглядно иллюстрируемых данными табл. 2-1 при неизменных L, F, G и F/G. Из таблицы видно, что все осредненные характеристики полидисперсной системы пропорциональны модальному размеру частиц x_m. Коэффициент пропорциональности для каждого конкретного вида осреднения зависит только от параметров n и p кривой распределения

Таблица 2-1

Наименование осредненной величины	Величина, остающаяся неизменной при осреднении	Соотношение моментов функции распределения	Основная формула	Соотношение между средним и модальным размерами частиц $P = (p/n)^{1/p}$
Средний арифметический диаметр частиц $\bar{x}_{10}$	Суммарная длина цепочки контактирующих частиц $L = \text{idem}$	$\frac{1}{0}$	$\bar{x}_{10} = \frac{\int_0^\infty x N(x) dx}{\int_0^\infty N(x)\, dx}$	$\frac{\bar{x}_{10}}{x_m} = P \frac{\Gamma[(n+2)/p]}{\Gamma[(n+1)/p]}$
Средний квадратический диаметр частиц $\bar{x}_{20}$	Полная поверхность частиц $F = \text{idem}$	$\frac{2}{0}$	$\bar{x}_{20}^2 = \frac{\int_0^\infty x^2 N(x)\, dx}{\int_0^\infty N(x)\, dx}$	$\frac{\bar{x}_{20}}{x_m} = P \left\{ \frac{\Gamma[(n+3)/p]}{\Gamma[(n+1)/p]} \right\}^{\frac{1}{2}}$
Средний по массе диаметр частиц $\bar{x}_{30}$	Суммарная масса частиц $G = \text{idem}$	$\frac{3}{0}$	$\bar{x}_{30}^3 = \frac{\int_0^\infty x^3 N(x)\, dx}{\int_0^\infty N(x)\, dx}$	$\frac{\bar{x}_{30}}{x_m} = P \left\{ \frac{\Gamma[(n+4)/p]}{\Gamma[(n+1)/p]} \right\}^{\frac{1}{3}}$
Средний по удельной поверхности диаметр частиц $\bar{x}_{32}$	Удельная поверхность частиц $F/G = \text{idem}$	$\frac{3}{2}$	$\bar{x}_{32} = \frac{\int_0^\infty x^3 N(x)\, dx}{\int_0^\infty x^2 N(x)\, dx}$	$\frac{\bar{x}_{32}}{x_m} = P \frac{\Gamma[(n+4)/p]}{\Gamma[(n+3)/p]}$

$N(x)$. Таким образом, модальный размер частиц x_m может быть принят в качестве основной обобщенной характеристики дисперсного состава частиц при заданных параметрах n и p. Эту величину очень удобно использовать при всех расчетах, связанных с выявлением влияния на радиационные характеристики полидисперсной системы распределения частиц по размерам.

Соотношения между осредненными по различным законам размерами частиц и их модальным размером значительно упрощаются, если параметр распределения $p = 1$. Такие распределения, как уже отмечалось выше, являются характерными для частиц атмосферного аэрозоля, частиц угольной пыли и др. В этом случае соотношение между осредненными и модальным размерами частиц целиком определяется значением параметра распределения n.

Для среднего арифметического диаметра частиц

$$\bar{x}_{10} = \frac{1}{n}\frac{\Gamma(n+2)}{\Gamma(n+1)}x_m = \left(1+\frac{1}{n}\right)x_m.$$

При $n \gg 1$ величина $\bar{x}_{10} \approx x_m$; при $n < 1$ величина $\bar{x}_{10} \approx \approx x_m/n$.

Средний квадратический диаметр частиц

$$\bar{x}_{20} = \sqrt{\frac{\Gamma(n+3)}{n\Gamma(n+1)}}x_m = \sqrt{\left(1+\frac{1}{n}\right)(2+n)}\ x_m.$$

При $n \gg 1$ величина $\bar{x}_{20} \approx \sqrt{2+n}x_m$; при $n \ll 1$ величина $\bar{x}_{20} = \sqrt{2/n}\,x_m$.

Средний по массе размер частиц

$$\bar{x}_{30} = \sqrt[3]{\frac{\Gamma(n+4)}{n\Gamma(n+1)}}x_m = \sqrt[3]{\left(1+\frac{1}{n}\right)(2+n)(3+n)}\,x_m.$$

При $n \gg 1$ величина $\bar{x}_{30} \approx n^{2/3}x_m$; при $n \ll 1$ величина $\bar{x}_{30} \approx \approx \sqrt[3]{6/n}\,x_m$.

Средний по удельной поверхности размер частиц

$$\bar{x}_{32} = \frac{\Gamma(n+4)}{n\Gamma(n+3)} = \left(1+\frac{3}{n}\right)x_m.$$

При $n \gg 1$ величина $\bar{x}_{32} \approx x_m$; при $n \ll 1$ величина $\bar{x}_{32} \approx \approx \frac{3}{n}x_m$.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что при значениях $n \gg 1$ величины $\bar{x}_{10}$ и $\bar{x}_{32}$ близки к x_m.

Обозначая через k и l порядки моментов функции распределения $N(x)$ соответственно в числителе и знаменателе выражений для определения среднего размера частиц $\bar{x}_{kl}$, можем написать

$$\frac{\bar{x}_{kl}}{x_m}\left[\frac{\Gamma\left(\frac{n+l+1}{p}\right)}{\Gamma\left(\frac{n+k+1}{p}\right)}\right]^{\frac{1}{k-l}} = \left(\frac{p}{n}\right)^{\frac{1}{p}} = \text{idem}. \quad (2\text{-}41)$$

Правая часть этого равенства не зависит от принятого закона осреднения частиц по размерам, т. е. от величин k и l. Следовательно, комплекс в левой части равенства (2-41) является инвариантом полидисперсной системы по отношению к любому закону осреднения частиц по размерам. Средний диаметр частиц при этом равен

$$\bar{x}_{kl}^{(k-l)} = \frac{\int_0^\infty x^k N(x)\,dx}{\int_0^\infty x^l N(x)\,dx}. \qquad (2\text{-}42)$$

Все приведенные выше характеристики являются частными случаями равенства (2-42), относящимися к отдельным конкретным значениям k и l.

При расчетах радиационных характеристик дисперсных систем необходимо располагать также данными о концентрации частиц в объеме. Различают числовую N_0 и массовую μ концентрацию частиц. Обе эти величины непосредственно связаны с функцией распределения частиц по размерам $N(x)$. Величина N_0 представляет собой число частиц, содержащихся в единице объема среды, а μ — суммарную массу пыли в единице объема среды.

Переписав равенство (2-37) в виде

$$\frac{\pi \bar{x}_{30}^3}{6}\gamma \sum_i N_i = \sum_i \frac{\pi x_i^3}{6}\gamma N_i$$

и разделив левую и правую части на объем газа $V_г$, можем написать

$$\frac{\pi \bar{x}_{30}^3}{6}\gamma \frac{\sum_i N_i}{V_г} = \frac{\sum_i \frac{\pi x_i^3}{6}\gamma N_i}{V_г}.$$

Величина в правой части равенства представляет собой массовую, а $\sum_i N_i/V_г$ — числовую концентрацию пыли в объеме, и, следовательно,

$$N_0 = \frac{6}{\pi}\frac{\mu}{\gamma}\frac{1}{\bar{x}_{30}^3}. \qquad (2\text{-}43)$$

Записав выражение для массовой концентрации пыли в виде

$$\mu = \int_0^\infty \frac{\pi x^3}{6}\gamma F(x)\,dx = \frac{\pi}{6}\gamma N_0 \int_0^\infty x^3 N(x)\,dx, \qquad (2\text{-}44)$$

где $F(x) = N_0 N(x)$, получаем

$$\mu = \frac{\pi}{6}\gamma N_0 A \int_0^\infty x^{n+3} e^{-bx^p} dx = \frac{\pi}{6}\gamma N_0 A \frac{\Gamma\left(\frac{n+4}{p}\right)}{pb^{\frac{n+1}{p}}}$$

или

$$\frac{\mu}{N_0}=\frac{\pi}{6}\gamma\frac{\Gamma\left(\frac{n+4}{p}\right)}{\Gamma\left(\frac{n+1}{p}\right)}\left(\frac{p}{n}\right)^{\frac{3}{p}}x_m^3. \qquad (2\text{-}45)$$

Формула (2-45) связывает соотношение между массовой и числовой концентрацией пыли в объеме среды с параметрами функции распределения n, p и x_m.

2-6. РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Все радиационные характеристики полидисперсных систем зависят от факторов ослабления, поглощения и рассеяния (K_λ, K_λ^a и K_λ^s), функции распределения частиц по размерам $N(x)$ и концентрации частиц в объеме среды N_0 или μ. Зная указанные выше величины, несложно определить коэффициенты ослабления $\tilde{k}_\lambda$, поглощения $\tilde{\alpha}_\lambda$ и рассеяния $\tilde{\beta}_\lambda$ для полидисперсных систем сферических частиц:

$$\left.\begin{aligned}\tilde{k}_\lambda &= \frac{\pi}{4}N_0\int_0^\infty K_\lambda(x)x^2N(x)\,dx;\\ \tilde{\alpha}_\lambda &= \frac{\pi}{4}N_0\int_0^\infty K_\lambda^a(x)x^2N(x)\,dx;\\ \tilde{\beta}_\lambda &= \frac{\pi}{4}N_0\int_0^\infty K_\lambda^s(x)x^2N(x)\,dx.\end{aligned}\right\} \qquad (2\text{-}46)$$

Воспользовавшись приведенными зависимостями, а также рассмотренными выше осредненными характеристиками состава полидисперсных систем сферических частиц, определим спектральные коэффициенты ослабления, поглощения и рассеяния для частиц малых и больших размеров.

Частицы малых размеров. Как уже отмечалось выше, под малыми понимаются частицы таких размеров, для которых $\rho \ll 1$ и $|m|\rho < 1$. Допустим, что рассматриваемая нами полидисперсная система состоит именно из таких частиц. Тогда, учитывая зависимость (2-12), можем написать

$$\tilde{k}_\lambda=\tilde{\alpha}_\lambda=\frac{\pi}{4}N_0\frac{M_2(\lambda)}{\lambda}\int_0^\infty x^3N(x)\,dx. \qquad (2\text{-}47)$$

Принимая во внимание равенство (2-38), получаем

$$\tilde{k}_\lambda=\tilde{\alpha}_\lambda=\frac{\pi}{4}N_0\frac{M_2(\lambda)}{\lambda}\bar{x}_{30}^3$$

или

$$\tilde{k}_\lambda = \tilde{\alpha}_\lambda = \frac{\overline{f}_{30}}{\pi} M_2(\lambda) \overline{\rho}_{30}, \qquad (2\text{-}48)$$

где $\overline{f}_{30} = 0{,}25\pi \overline{x}_{30}^2 N_0$ — суммарная площадь поперечного сечения всех частиц, находящихся в единице объема среды, для монодисперсной системы с частицами диаметром $\overline{x}_{30}$. Из выражения (2-48) следует, что при расчетах эффективных коэффициентов ослабления (поглощения) реальную, полидисперсную систему можно условно заменить эквивалентной ей по значениям эффективных коэффициентов ослабления (поглощения) монодисперсной системой, состоящей из частиц диаметром, равным $\overline{x}_{30}$. Тогда, как и для любой монодисперсной системы, приходим к линейной зависимости между эффективным коэффициентом ослабления (поглощения) и параметром дифракции. В данном случае вводится в рассмотрение осредненный по величине $\overline{x}_{30}$ параметр дифракции $\overline{\rho}_{30} = \pi \overline{x}_{30}/\lambda$. Для эффективного коэффициента рассеяния можем на основании (2-46) и (2-11) написать

$$\tilde{\beta}_\lambda = \frac{\pi}{4} N_0 \frac{M_1(\lambda)}{\lambda^4} \int_0^\infty x^6 N(x)\,dx.$$

Принимая в соответствии с равенствами (2-46)

$$\overline{x}_{30}^6 = \int_0^\infty x^6 N(x)\,dx,$$

получаем

$$\tilde{\beta}_\lambda = \frac{\pi}{4} N_0 \frac{M_1(\lambda)}{\lambda^4} \overline{x}_{30}^6$$

или

$$\tilde{\beta}_\lambda = \frac{\overline{f}_{30}}{\pi^4} M_1(\lambda) \overline{\rho}_{30}^4. \qquad (2\text{-}49)$$

Из выражения (2-49) видно, что, как и для любой монодисперсной системы, в данном случае эффективный коэффициент рассеяния пропорционален четвертой степени осредненного параметра дифракции $\overline{\rho}_{30}$.

Таким образом, как по величине $\tilde{\alpha}_\lambda$, так и по величине $\tilde{\beta}_\lambda$ полидисперсная система малых частиц моделируется монодисперсной системой, состоящей из частиц диаметром $\overline{x}_{30}$, при заданном N_0.

Частицы больших размеров. Для полидисперсной системы, состоящей из частиц больших размеров, будем полагать, что для всех частиц параметр дифракции $\rho \gg 1$. Тогда, принимая $K_\lambda(x) = 2$, можем на основании (2-46) написать

$$\tilde{k}_\lambda = \frac{\pi}{2} N_0 \int_0^\infty x^2 N(x)\,dx.$$

Учитывая (2-35), получаем

$$\tilde{k}_\lambda = \frac{\pi}{2} N_0 \bar{x}_{20}^2 = 2\bar{f}_{20}, \qquad (2\text{-}50)$$

где $\bar{f}_{20} = 0{,}25\pi x_{20}^2 N_0$ — суммарная площадь поперечного сечения частиц, находящихся в единице объема среды, для монодисперсной системы частиц диаметром $\bar{x}_{20}$. Учитывая, что для частиц больших размеров величины $K_\lambda^a(x)$ и $K_\lambda^s(x)$ также перестают зависеть от параметра дифракции ρ, несложно получить аналогичные соотношения для эффективных коэффициентов поглощения $\tilde{\alpha}_\lambda$ и рассеяния $\tilde{\beta}_\lambda$.

Из формулы (2-50) видно, что полидисперсные системы, состоящие из частиц больших размеров, моделируются эквивалентными им по радиационным характеристикам монодисперсными системами частиц диаметром $\bar{x}_{20}$. Площадь эффективного сечения ослабления для таких частиц, как и следовало ожидать, в два раза превышает суммарную площадь поперечного сечения частиц $\bar{f}_{20}$. Причины этого явления были подробно рассмотрены ранее в § 2-2.

Таким образом, при заданной числовой концентрации частиц полидисперсные системы по радиационным характеристикам моделируются соответствующими монодисперсными системами. Для частиц малых размеров это — монодисперсная система, состоящая из частиц диаметром $\bar{x}_{30}$, а для частиц больших размеров — диаметром $\bar{x}_{20}$. Поскольку величины $\bar{x}_{30}$ и $\bar{x}_{20}$ зависят от параметров функции распределения n, p, x_m, радиационные характеристики систем также зависят от этих параметров.

Зависимости для радиационных характеристик полидисперсных систем существенно упрощаются, если относить их не к числовой N_0, а к массовой μ концентрации частиц. Для заданной массовой концентрации частиц в соответствии с выражением (2-44) можем написать

$$N_0 = \frac{6}{\pi}\frac{\mu}{\gamma}\frac{1}{\int\limits_0^\infty x^3 N(x)\,dx}.$$

При этом формулы (2-46) примут вид

$$\tilde{k}_\lambda = \frac{3}{2}\frac{\mu}{\gamma}\frac{\int\limits_0^\infty K_\lambda(x)\,x^2 N(x)\,dx}{\int\limits_0^\infty x^3 N(x)\,dx};$$

$$\tilde{\alpha}_\lambda = \frac{3}{2}\frac{\mu}{\gamma}\frac{\int\limits_0^\infty K_\lambda^a(x)\,x^2 N(x)\,dx}{\int\limits_0^\infty x^3 N(x)\,dx};$$

$$\tilde{\beta}_\lambda = \frac{3}{2}\frac{\mu}{\gamma}\frac{\int_0^\infty K_\lambda^s(x)\,x^2N(x)\,dx}{\int_0^\infty x^3N(x)\,dx}.$$

Для частиц малых размеров будем иметь

$$\tilde{k}_\lambda = \tilde{\alpha}_\lambda = \frac{3}{2}\frac{\mu}{\gamma}\frac{M_2(\lambda)}{\lambda}; \quad (2\text{-}51)$$

$$\tilde{\beta}_\lambda = \frac{3}{2}\frac{\mu}{\gamma}\frac{M_1(\lambda)}{\lambda^4}\frac{\int_0^\infty x^6N(x)\,dx}{\int_0^\infty x^3N(x)\,dx} = \frac{3}{2}\frac{\mu}{\gamma}\frac{M_1(\lambda)}{\lambda^4}\bar{x}_{30}^3. \quad (2\text{-}52)$$

Из формул видно, что в данном случае эффективный коэффициент ослабления (поглощения) не зависит от микроструктуры элементарного объема среды, т. е. от параметров функции распределения частиц по размерам. В то же время эффективный коэффициент рассеяния

$$\tilde{\beta}_\lambda = \frac{3M_1(\lambda)}{2\pi\bar{x}_{30}}\bar{\rho}_{30}^4 \quad (2\text{-}53)$$

через величины $\bar{x}_{30}$ и $\bar{\rho}_{30}$ связан с параметрами функции распределения частиц по размерам.

Для частиц больших размеров эффективный коэффициент ослабления

$$\tilde{k}_\lambda = 3\frac{\mu}{\gamma}\frac{\int_0^\infty x^2N(x)\,dx}{\int_0^\infty x^3N(x)\,dx}. \quad (2\text{-}54)$$

Учитывая равенство (2-39), можем написать

$$\tilde{k}_\lambda = 3\frac{\mu}{\gamma}\frac{1}{\bar{x}_{32}}. \quad (2\text{-}55)$$

Аналогичные зависимости получаются также для эффективных коэффициентов поглощения $\tilde{\alpha}_\lambda$ и рассеяния $\tilde{\beta}_\lambda$.

Из выражения (2-55) видно, что радиационные свойства полидисперсных систем частиц больших размеров моделируются в данном случае при заданном μ такими монодисперсными системами, которые состоят из частиц диаметром $\bar{x}_{32}$. Эффективный коэффициент ослабления изменяется при этом обратно пропорционально размеру частиц $\bar{x}_{32}$, осредненному по их удельной поверхности.

Проведенный анализ показал также, что и для промежуточной области размеров частиц с концентрацией μ в качестве определяющего может быть принят средний диаметр $\bar{x}_{32}$, которому соответствует осредненный параметр дифракции $\bar{\rho}_{32}$.

2-7. ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА РАССЕЯНИЯ НА ПОГЛОЩАТЕЛЬНУЮ СПОСОБНОСТЬ СИСТЕМЫ ЧАСТИЦ

При расчетах теплообмена излучением в запыленных газовых потоках, в частности при расчетах теплообмена излучением в топках, необходимо располагать данными о поглощательной способности (степени черноты) твердой дисперсной фазы газового потока (факела) a_λ. Величина a_λ зависит не только от коэффициента поглощения частиц α_λ, но и от их рассеивающей способности, которая характеризуется величинами β_λ и $\gamma_\lambda(\theta)$.

В этой связи рядом авторов исследовался вопрос о влиянии эффекта рассеяния на перенос энергии излучения. Решение задачи обычно выполнялось на основе дифференциально-разностного приближения Шустера—Шварцшильда. Путем представления поля излучения, например для плоского слоя поглощающей и рассеивающей среды, в виде прямого и обратного потоков излучения было получено приближенное решение интегродифференциального уравнения переноса излучения. Сущность метода, таким образом, состоит в определении интенсивностей излучения $I_\lambda(2\pi)^+$ и $I_\lambda(2\pi)^-$, осредненных по положительной и отрицательной полусферам. При этом задача сводится к решению системы двух обыкновенных дифференциальных уравнений для интенсивностей излучения $I_\lambda(2\pi)^+$ и $I_\lambda(2\pi)^-$.

Применительно к широкому кругу теплотехнических задач влияние рассеяния на перенос энергии излучения подробно исследовалось в известных работах Р. Висканты [89, 91, 92], В. Н. Адрианова [3], С. П. Деткова [20], К. С. Адзерихо [2] и ряда других авторов.

Очень удобные и простые для практического использования зависимости, связывающие полусферическую поглощательную способность (степень черноты) слоя a_λ с радиационными характеристиками среды (α_λ, Sc_λ, $\eta_{\text{нз}}$), были получены в работе К. С. Адзерихо [2]. Для определения поглощательной способности слоя оптической толщины по поглощению $\tau_\lambda = \alpha_\lambda L$ предлагается формула [2]

$$a_\lambda = (1 - R_\lambda)\frac{1 - e^{-p_\lambda \tau_\lambda}}{1 + R_\lambda e^{-p_\lambda \tau_\lambda}}, \qquad (2\text{-}56)$$

где

$$R_\lambda = \frac{\delta_\lambda - 1}{\delta_\lambda + 1}; \quad p_\lambda = 2\delta_\lambda(1 - \mathrm{Sc}_\lambda); \quad \delta_\lambda = \left(1 + 2\eta_{\text{нз}}\frac{\mathrm{Sc}_\lambda}{1 - \mathrm{Sc}_\lambda}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Входящая в (2-56) величина R_λ является оптической характеристикой среды. Она представляет собой отражательную способность

полубесконечного слоя среды, для которого пропускание равно нулю.

Действительно, при $\tau_\lambda \to \infty$ величина $R_\lambda = 1 - a_\lambda$.

При отсутствии рассеяния ($Sc_\lambda = 0$; $R_\lambda = 0$; $p = 2$; $\delta_\lambda = 1$) формула (2-56) переходит в известную формулу для чисто поглощающей среды:

$$a_\lambda = 1 - e^{-2\tau_\lambda} = 1 - e^{-2\alpha_\lambda L}, \tag{2-57}$$

из которой видно, что в этом случае поглощательная способность слоя зависит только от коэффициента поглощения α_λ. Принятые условия являются характерными для частиц малых размеров.

Входящая в формулу (2-56) величина $\eta_{нз}$ представляет собой параметр, характеризующий долю энергии, рассеянной элементарным объемом среды назад в полусферическом телесном угле. В зависимости от вида индикатрисы рассеяния этот параметр рассчитывается по формуле (2-23).

При изотропном рассеянии $[\eta_{нз} = 1/2;\ \delta_\lambda = (1 - Sc_\lambda)^{-1/2}]$ входящие в (2-56) параметры R_λ и p_λ определяются в зависимости от значения критерия Sc_λ по простым соотношениям:

$$R_\lambda = \frac{1 - \sqrt{1 - Sc_\lambda}}{1 + \sqrt{1 - Sc_\lambda}}; \qquad p_\lambda = 2\sqrt{1 - Sc_\lambda}.$$

Поглощательная способность в этих условиях при заданной оптической толщине слоя $\tau_\lambda = \alpha_\lambda L$ целиком определяется значением критерия Sc_λ.

Для поглощающих и рассеивающих частиц ($0 < Sc_\lambda < 1$) с предельно вытянутой вперед индикатрисой рассеяния ($\eta_{нз} \ll 1$; $R_\lambda \approx \approx 0$; $[\delta_\lambda \approx 1$; $p_\lambda \approx 2\sqrt{1 - Sc_\lambda})$ поглощательная способность слоя

$$a_\lambda = 1 - e^{-2(1 - Sc_\lambda)\tau_\lambda}. \tag{2-58}$$

Такая, предельно вытянутая вперед индикатриса рассеяния является характерной для частиц больших размеров ($\rho \gg 1$). Если при этом учесть, что для частиц таких размеров фактор рассеяния по порядку величины примерно совпадает с фактором поглощения и $Sc_\lambda \approx 0{,}5$, можем на основании (2-58) написать

$$a_\lambda \approx 1 - e^{-\tau_\lambda} = 1 - e^{-\alpha_\lambda L}. \tag{2-59}$$

Из сопоставления формул (2-59) и (2-57) можно сделать вывод о том, что при одинаковых значениях коэффициента поглощения α_λ поглощательная способность слоя a_λ имеет более высокие значения для частиц малых размеров.

Из приведенных формул, а также результатов расчетов [3, 20, 89] видно, что увеличение рассеивающей способности частиц приводит к снижению поглощательной способности слоя. При прочих равных условиях поглощательная способность нерассеивающего слоя выше поглощательной способности слоя при наличии рассеяния. Расчеты [3] показывают, что увеличение оптической толщины слоя по поглощению $\tau_\lambda = \alpha_\lambda L$ при постоянном значении коэффи-

циента поглощения α_λ, т. е., по существу, увеличение толщины слоя, приводит к резкому снижению поглощательной способности слоя a_λ в области значений $\tau_\lambda \leqslant 2$ и сравнительно слабому изменению a_λ при более высоких значениях τ_λ. Снижение поглощательной способности слоя становится при этом все более существенным по мере увеличения значений Sc_λ и $\eta_{нз}$.

Как было показано выше, при больших значениях τ_λ, в пределе при $\tau_\lambda \to \infty$, поглощательная способность слоя вне зависимости от значений Sc_λ и $\eta_{нз}$ стремится к величине $(1 - R_\lambda)$.

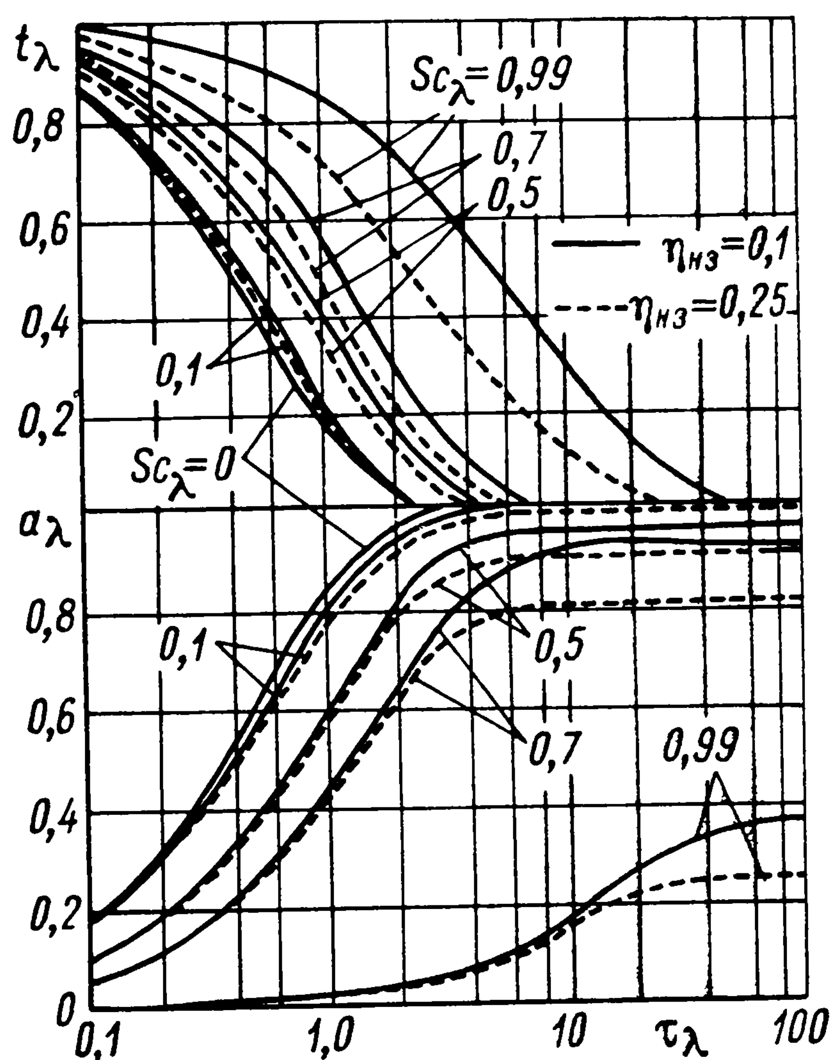


Рис. 2-6. Спектральные пропускательная и поглощательная способности в зависимости от оптической толщины слоя по ослаблению τ_λ и величин Sc_λ и $\eta_{нз}$ по данным [92]

При расчетах поглощательной способности слоя по данным [3, 20] следует различать величины $\eta_{нз}$, относящиеся к отдельной частице и к элементарному плоскому слою среды $\eta^*_{нз}$. В соответствии с работой [20] для полусферического потока падающего излучения величина

$$\eta^*_{нз} = \int_0^\pi \eta_{нз}(\theta) \sin\theta d\theta$$

аппроксимируется выражением

$$\eta^*_{нз} = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{1 - 2\eta_{нз}}{m}\right),$$

где $1/m$ — средний косинус для углового распределения полусферического потока падающего излучения. Принимая $m = 2$, можем написать

$$\eta^*_{нз} = 0{,}25 + 0{,}5\eta_{нз}. \qquad (2\text{-}60)$$

Для изотропного рассеяния $\eta^*_{нз} = \eta_{нз} = 0{,}5$. Для предельно вытянутой вперед индикатрисы рассеяния $\eta_{нз} \ll 1$ и $\eta^*_{нз} \approx 0{,}25$.

При анализе радиационных свойств потока частиц угольной пыли и летучей золы в работе Р. Висканты, А. Унгэна и М. Менгюса [92] поглощательная и пропускательная способности слоя определяются в зависимости от оптической толщины слоя по ослаблению $\tau_\lambda = (\alpha_\lambda + \beta_\lambda) L$. Поглощательная способность слоя рассчитывается по формуле

$$a_\lambda = 2\frac{(1+q_\lambda)e^{p_\lambda\tau_\lambda} - (1-q_\lambda)e^{-p_\lambda\tau_\lambda} - q_\lambda}{(1+q_\lambda)^2 e^{p_\lambda\tau_\lambda} - (1-q_\lambda)^2 e^{-p_\lambda\tau_\lambda}}. \qquad (2\text{-}61)$$

Для определения пропускательной способности используется формула

$$t_\lambda = \frac{4q_\lambda}{(1+q_\lambda)^2 e^{p_\lambda \tau_\lambda} - (1-q_\lambda)^2 e^{-p_\lambda \tau_\lambda}}. \qquad (2\text{-}62)$$

Входящие в (2-61) и (2-62) величины p_λ и q_λ определяются по формулам:

$$p_\lambda = \sqrt{3(1-Sc_\lambda)[1-Sc_\lambda(1-2\eta_{нз})]};$$

$$q_\lambda = \sqrt{[1-Sc_\lambda(1-2\eta_{нз})]/(1-Sc_\lambda)}.$$

Формулы [92] также приводят к весьма простым соотношениям, аналогичным (2-57) для нерассеивающей среды и (2-58) для частиц с предельно вытянутой вперед индикатрисой рассеяния.

Для нерассеивающей среды $(Sc_\lambda = 0;\ p_\lambda = \sqrt{3};\ q_\lambda = 1)$

$$a_\lambda = 1 - e^{-\sqrt{3}\tau_\lambda} = 1 - e^{-\sqrt{3}(\alpha_\lambda + \beta_\lambda)L}.$$

Для частиц с предельно вытянутой вперед индикатрисой рассеяния $[\eta_{нз} \ll 1;\quad p_\lambda = \sqrt{3}(1-Sc_\lambda);\quad q_\lambda = 1]$

$$a_\lambda = 1 - e^{-\sqrt{3}(1-Sc_\lambda)\tau_\lambda} = 1 - e^{-\sqrt{3}(1-Sc_\lambda)(\alpha_\lambda + \beta_\lambda)L}.$$

На рис. 2-6 приведены данные [92], показывающие, как изменяются поглощательная a_λ и пропускательная t_λ способности в зависимости от оптической толщины слоя по ослаблению $\tau_\lambda = (\alpha_\lambda + \beta_\lambda)L$, величин Sc_λ и $\eta_{нз}$.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ПЛАМЕНИ

3-1. СТРУКТУРА ФАКЕЛА И ПЕРВИЧНЫЕ РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЕГО ТВЕРДОЙ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ

В отличие от газомазутного пламени пылеугольное пламя представляет собой значительно более сложную гетерогенную систему. В то время как тепловое излучение газомазутного пламени связано лишь с излучением газов CO_2 и H_2O и сажевых частиц, в тепловое излучение пылеугольного пламени наряду с излучением газов существенный вклад вносит излучение частиц золы и кокса. Эти частицы в отличие от сажевых частиц характеризуются значительно более крупными размерами, а их массовая концентрация в пылеугольном факеле во много раз превышает концентрацию частиц сажи в газомазутном факеле.

Излучение частиц золы сильно влияет на радиационные свойства пламени во всех зонах по высоте топочной камеры — от ядра горения до выходного окна топки. Излучение частиц кокса существенно лишь на начальном участке факела. В конце топочной камеры концентрация частиц кокса невелика и они практически не оказывают заметного влияния на радиационные свойства пламени. Определенный вклад в тепловой баланс на участке воспламенения вносят также частицы угольной пыли, которые по мере выхода и выгорания летучих образуют систему коксовых частиц пылеугольного пламени.

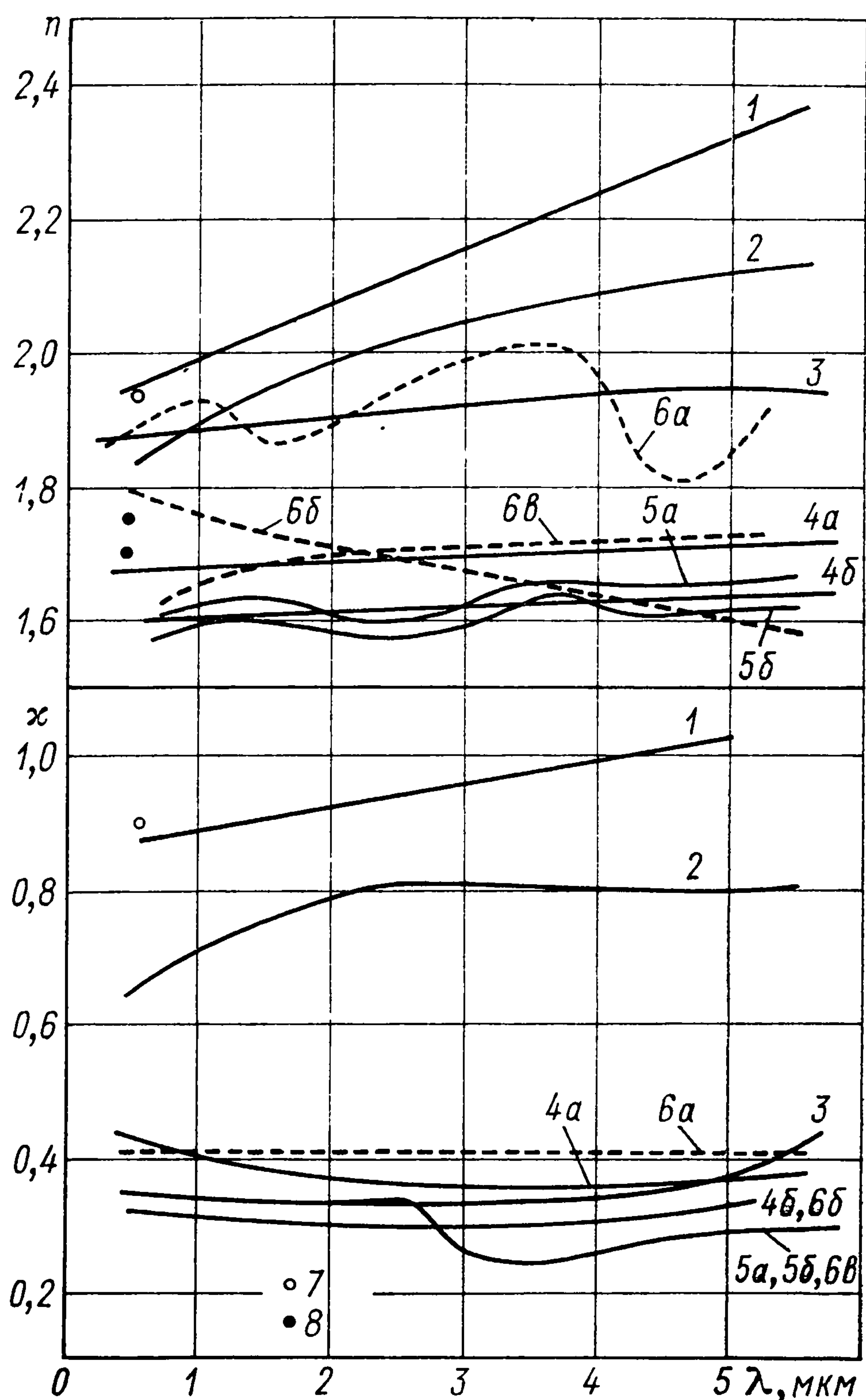


Рис. 3-1. Дисперсия показателей преломления n (λ) и поглощения $\varkappa$ (λ) кокса и угольной пыли

1 — кокс ($C^г$ = 99,5 %); *2* — антрацит ($C^г$ = 93 %; $v^г$ = 2,5 %); *3* — тощий уголь ($C^г$ = 89 %; $v^г$ = 13 %); *4* — каменный уголь ($C^г$ = 78 ... 85 %; $v^г$ = 23 ... 40 %) *4а* — ПС. *4б* — Г; *5* — бурый уголь ($C^г$ = 66 ... 73 %; $v^г$ = 47 ... 52 %); *5а* — назаровский; *5б* — ирша-бородинский; *6* — данные по [65]: *6а* — тощий уголь; *6б* — каменный уголь; *6в* — бурый уголь; *7* — данные [69]; *8* — данные [68]

С размерами и оптическими свойствами частиц золы и кокса непосредственно связаны все радиационные характеристики пылеугольного пламени. Для заданных условий сжигания топлива размеры частиц золы и кокса, точнее их распределения по размерам, можно также рассматривать как заданные. При этом все особенности спектрального распределения плотности потока излучения частиц определяются значениями и дисперсией их комплексных показателей преломления $m(\lambda) = n(\lambda) - i\varkappa(\lambda)$.

На рис. 3-1 приведены данные о показателях преломления n (λ) и поглощения $\varkappa$ (λ) для частиц кокса и угольной пыли различных топлив в существенной для теплообмена в топках инфракрасной области спектра от 1 до 5 мкм. Как видно из рисунка, заметное влияние на величины n (λ) и $\varkappa$ (λ) оказывает содержание углерода в топливе $C^г$. Более высоким значениям $C^г$ соответствуют более высокие значения n (λ) и $\varkappa$ (λ).

Проведенное исследование показало, что в области длин волн

Таблица 3-1

<table>
<tr><th rowspan="3">λ, мкм</th><th colspan="2" rowspan="2">Антрацит АШ (донецкий)</th><th colspan="2" rowspan="2">Тощий уголь Т (донецкий)</th><th colspan="6">Каменный уголь</th><th colspan="4">Бурый уголь</th></tr>
<tr><th colspan="2">ПС (донецкий)</th><th colspan="2">Г (донецкий)</th><th colspan="2">Г (кузнецкий)</th><th colspan="2">Б2 (назаровский)</th><th colspan="2">Б2 (ирша-бородинский)</th></tr>
<tr><th>n</th><th>ϰ</th><th>n</th><th>ϰ</th><th>n</th><th>ϰ</th><th>n</th><th>ϰ</th><th>n</th><th>ϰ</th><th>n</th><th>ϰ</th><th>n</th><th>ϰ</th></tr>
<tr><td>0,80</td><td>1,88</td><td>0,69</td><td>1,88</td><td>0,40</td><td>1,68</td><td>0,34</td><td>1,60</td><td rowspan="2">0,31</td><td>1,60</td><td rowspan="2">0,31</td><td>1,59</td><td>0,35</td><td>1,62</td><td>0,34</td></tr>
<tr><td>1,40</td><td>1,96</td><td>0,75</td><td rowspan="2">1,90</td><td>0,37</td><td>1,69</td><td>0,33</td><td>1,61</td><td>1,61</td><td>1,60</td><td>0,32</td><td rowspan="2">1,64</td><td rowspan="2">0,32</td></tr>
<tr><td>2,07</td><td>2,02</td><td>0,80</td><td rowspan="2">0,38</td><td rowspan="3">1,70</td><td rowspan="2">0,34</td><td>1,60</td><td>0,32</td><td>1,60</td><td>0,32</td><td>1,58</td><td>0,35</td></tr>
<tr><td>2,42</td><td>2,01</td><td rowspan="2">0,82</td><td>1,91</td><td rowspan="2">1,62</td><td rowspan="4">0,30</td><td>1,62</td><td>0,30</td><td rowspan="2">1,59</td><td>0,32</td><td>1,59</td><td>0,34</td></tr>
<tr><td>2,98</td><td>2,05</td><td rowspan="2">1,93</td><td>0,36</td><td rowspan="2">0,33</td><td rowspan="2">1,63</td><td rowspan="3">0,29</td><td>0,26</td><td>1,62</td><td rowspan="2">0,24</td></tr>
<tr><td>3,41</td><td>2,07</td><td rowspan="3">0,80</td><td>0,37</td><td>1,71</td><td rowspan="2">1,63</td><td>1,62</td><td>0,23</td><td>1,66</td></tr>
<tr><td>4,12</td><td>2,11</td><td rowspan="3">1,95</td><td rowspan="2">0,35</td><td>1,70</td><td rowspan="2">0,35</td><td>1,64</td><td rowspan="3">1,60</td><td rowspan="2">0,28</td><td>1,64</td><td>0,26</td></tr>
<tr><td>4,51</td><td>2,12</td><td>1,71</td><td rowspan="2">1,64</td><td>0,31</td><td rowspan="2">1,65</td><td>0,30</td><td>1,63</td><td>0,28</td></tr>
<tr><td>5,14</td><td rowspan="2">2,13</td><td rowspan="2">0,81</td><td>0,37</td><td>1,72</td><td rowspan="2">0,36</td><td>0,33</td><td>0,31</td><td rowspan="2">0,29</td><td rowspan="2">1,65</td><td>0,27</td></tr>
<tr><td>5,53</td><td>1,94</td><td>0,40</td><td>1,73</td><td>1,63</td><td>0,35</td><td>1,63</td><td>0,34</td><td>1,61</td><td>0,28</td></tr>
</table>

от 0,5 до 4 мкм дисперсия оптических констант кокса удовлетворительно описывается зависимостями:

$$n(\lambda) = 1{,}95 + 0{,}07\lambda; \qquad \varkappa(\lambda) = 0{,}86 + 0{,}03\lambda. \qquad (3\text{-}1)$$

Более сложными зависимостями описывается дисперсия оптических констант для угольной пыли. В табл. 3-1 приведены данные о величинах $n(\lambda)$ и $\varkappa(\lambda)$ для различных твердых топлив в диапазоне изменения содержания углерода $C^г$ в горючей массе топлива от 83,5 до 93,5 %, зольности — от 3 до 16 % и летучих — от 2,5 до 39 %.

Показатель преломления $n(\lambda)$ для антрацита и тощего угля обладает аномальной дисперсией и увеличивается с ростом длины волны излучения. Несколько иначе изменяется показатель поглощения $\varkappa(\lambda)$. Для антрацита величина $\varkappa(\lambda)$ увеличивается в области значений λ от 0,8 до 2,5 мкм. В области $\lambda \geqslant 2{,}5$ мкм она перестает зависеть от λ и может быть принята равной 0,81. Для тощего угля показатель поглощения $\varkappa(\lambda)$ несколько убывает в области длин волн излучения от 0,8 до 4 мкм и возрастает в области значений $\lambda > 4$ мкм.

Данные по n и $\varkappa$ для антрацита существенно отличаются от данных [68], полученных при $\lambda = 0{,}546$ мкм.

Что же касается тощего угля, то здесь данные [68] хорошо согласуются с нашими данными по величине $n(\lambda)$ и существенно отличаются от них по величине $\varkappa(\lambda)$.

В то же время данные [65] для инфракрасной области спектра довольно хорошо согласуются с нашими данными по $n(\lambda)$ и $\varkappa(\lambda)$ для тощего угля, однако, несколько отличаются от них некоторыми характерными особенностями. Первая из них связана с обнаруженной в работе [65] нормальной дисперсией n на двух участках спектра (1,0—1,5 и 3,5—4,5 мкм), а вторая — с постоянством величины $\varkappa$ во всем исследовавшемся диапазоне длин волн излучения.

Оптические константы $n(\lambda)$ и $\varkappa(\lambda)$ каменных углей очень слабо зависят от длины волны излучения. Наиболее существенным фактором, влияющим на эти величины, является элементарный состав топлива, особенно содержание летучих $v^г$ и углерода $C^г$ в горючей массе топлива. Именно этими обстоятельствами объясняются различия в оптических константах каменных углей марок ПС и Г. Более низким $v^г$ (более высоким $C^г$) соответствуют более высокие значения $n(\lambda)$ и $\varkappa(\lambda)$.

Исследование оптических констант каменных углей марки Г Донецкого и Кузнецкого бассейнов имело своей целью выявление влияния зольности топлива на величины $n(\lambda)$ и $\varkappa(\lambda)$. Эти угли различались по содержанию золы примерно в 4 раза ($A^р = 11{,}8$ % для донецкого угля и $A^р = 2{,}8$ % — для кузнецкого). Все остальные характеристики элементарного состава указанных топлив были примерно одинаковыми, за исключением содержания серы. Поскольку существенных расхождений в оптических константах обнаружено не было, можно сделать вывод о том, что изменение зольности топлива не должно существенно сказываться на величинах

n и $\varkappa$. Заметим, что приведенные данные по $\varkappa(\lambda)$ для каменного угля марки Г хорошо согласуются с данными [65]. В то же время по показателю преломления $n(\lambda)$ имеются заметные расхождения.

Дисперсия оптических констант антрацита, тощего и каменного углей удовлетворительно описывается зависимостями вида

$$\left.\begin{aligned} n(\lambda) &= A + B\lambda^{0,5}; \\ \varkappa(\lambda) &= C + D\lambda^{0,5} - E(\lambda - 1)^2. \end{aligned}\right\} \quad (3\text{-}2)$$

Численные значения коэффициентов A, B, C, D и E приведены ниже:

	A	B	C	D	E
Антрацит	1,72	0,190	0,59	0,130	0,005
Тощий уголь	0,84	0,045	0,44	—0,047	—0,002
Каменный уголь марки Г	1,60	0,08	0,33	—0,025	—0,003
Каменный уголь марки ПС	1,68	0,08	0,36	—0,025	—0,003

Для бурых углей зависимости $n(\lambda)$ и $\varkappa(\lambda)$ характеризуются наличием ряда максимумов и минимумов, связанных с влиянием полос поглощения воды, содержание которой в топливе доходило до 30 %. На участках спектра в полосах поглощения воды наблюдается незначительная аномальная дисперсия показателя преломления $n(\lambda)$. Дисперсионная кривая $\varkappa(\lambda)$ характеризуется наличием минимума в области 3—4 мкм.

Обращает на себя внимание определенная связь кривых $n(\lambda)$ и $\varkappa(\lambda)$. В тех областях спектра, в которых $n(\lambda)$ достигает максимума, величина $\varkappa(\lambda)$ обычно минимальна.

Дисперсия оптических констант бурых углей описывается формулами:

$$\left.\begin{aligned} n(\lambda) &= A + 0{,}005\lambda + 0{,}004\left[\frac{1}{1-(\lambda-3{,}5)^2} - \frac{1}{1+(\lambda-2{,}5)^2}\right]; \\ \varkappa(\lambda) &= 0{,}35 - 0{,}05\frac{\lambda}{1+(\lambda-3)^2} + 0{,}1\frac{\lambda-1}{1+(\lambda-1)^2}. \end{aligned}\right\} \quad (3\text{-}3)$$

Влияние элементарного состава топлива сказывается здесь только на значении показателя преломления $n(\lambda)$ и учитывается членом $A = 1{,}10 + 0{,}01\ v^г$.

Для всех твердых топлив в области значений $C^г < 85$ % оптические константы n и $\varkappa$ слабо зависят от величины $C^г$. Наиболее сильное влияние на n и $\varkappa$ оказывает изменение $C^г$ в области значений $C^г > 85$ %. В этой области наиболее заметно проявляется также дисперсия величин n и $\varkappa$.

Данные о дисперсии оптических констант частиц золы березовского ($SiO_2 = 30$ %; $Al_2O_3 = 11$ %; $Fe_2O_3 = 9$ %; $CaO = 42$ %), ирша-бородинского ($SiO_2 = 47$ %; $Al_2O_3 = 13$ %; $Fe_2O_3 = 8$ %; $CaO = 26$ %) и кузнецкого ($SiO_2 = 49$ %; $Al_2O_3 = 25$ %; $Fe_2O_3 = 15$ %; $CaO = 5{,}5$ %) углей приведены в табл. 3-2, 3-3 и 3-4. Из этих данных видна сильная дисперсия n и $\varkappa$ с явно выраженными специфическими особенностями, характерными для

Таблица 3-2

λ, мкм	n	κ	λ, мкм	n	κ	λ, мкм	n	κ
0,7	1,675	0,083	2,3	1,831	0,001	3,9	1,720	0,004
0,8	1,703	0,216	2,4	1,786	0	4,0	1,690	0,051
0,9	1,679	0,082	2,5	1,735	0,026	4,1	1,738	0,081
1,0	1,721	0,096	2,6	1,772	0,068	4,2	1,771	0,060
1,1	1,734	0,100	2,7	1,822	0,058	4,3	1,784	0,039
1,2	1,748	0,102	2,8	1,843	0,011	4,4	1,761	0,002
1,3	1,767	0,097	2,9	1,801		4,5	1,727	0,001
1,4	1,782	0,075	3,0	1,758		4,6	1,709	0,017
1,5	1,700	0,062	3,1	1,767	0	4,7	1,690	0,041
1,6	1,758	0,063	3,2	1,756		4,8	1,685	0,082
1,7	1,753	0,083	3,3	1,743		4,9	1,687	0,117
1,8	1,770	0,101	3,4	1,726	0,005	5,0	1,688	0,196
1,9	1,830	0,115	3,5	1,729	0,034	5,1	1,947	0,292
2,0	1,832	0,039	3,6	1,749	0,045	5,2	2,063	0
2,1	1,793	0,062	3,7	1,773	0,023	5,5	1,620	
2,2	1,844	0,064	3,8	1,758	0,003	10	1,900	0,480

каждого из видов золы. Они связаны с содержанием в золе оксидов кальция CaO, железа Fe_2O_3 и алюминия Al_2O_3. На различных участках спектра имеет место как нормальная, так и аномальная дисперсия величин *n* и *κ*.

Таблица 3-3

λ, мкм	n	κ	λ, мкм	n	κ	λ, мкм	n	κ
0,7	1,674	0,038	2,3	1,932	0,240	3,9	1,889	0,131
0,8	1,670	0,048	2,4	1,924	0,123	4,0	1,874	0,124
0,9	1,589	0,126	2,5	1,725	0,200	4,1	1,860	0,126
1,0	1,701	0,101	2,6	1,875	0,333	4,2	1,846	0,132
1,1	1,697	0,095	2,7	1,993	0,270	4,3	1,839	0,143
1,2	1,691	0,100	2,8	2,000	0,153	4,4	1,831	0,154
1,3	1,685	0,109	2,9	1,924	0,082	4,5	1,822	0,172
1,4	1,679	0,123	3,0	1,862	0,129	4,6	1,827	0,196
1,5	1,672	0,139	3,1	1,904	0,140	4,7	1,839	0,215
1,6	1,663	0,161	3,2	1,881	0,119	4,8	1,864	0,232
1,7	1,650	0,194	3,3	1,862	0,130	4,9	1,892	0,235
1,8	1,645	0,279	3,4	1,855	0,143	5,0	1,913	0,225
1,9	1,789	0,281	3,5	1,854	0,158	5,1	1,930	0,215
2,0	1,749	0,287	3,6	1,868	0,169	5,2	1,947	0,202
2,1	1,806	0,324	3,7	1,889		5,4	1,968	0,160
2,2	1,891	0,302	3,8	1,897	0,147	5,5	1,971	0,138

Таблица 3-4

λ, мкм	n	ϰ	λ, мкм	n	ϰ	λ, мкм	n	ϰ
0,7	1,885	0	2,3	1,851	0,059	3,9	1,937	0,110
0,8	1,917		2,4	1,822	0,036	4,0	1,930	0,054
0,9	1,943		2,5	1,786	0,070	4,1	1,932	0,065
1,0	1,847		2,6	1,800	0,100	4,2	1,942	0,057
1,1	1,836		2,7	1,818	0,118	4,3	1,941	0,030
1,2	1,820		2,8	1,835	0,128	4,4	1,921	0,013
1,3	1,811		2,9	1,848	0,133	4,5	1,892	0,006
1,4	1,804		3,0	1,838	0,144	4,6	1,867	0,018
1,5	1,793	0,020	3,1	1,907	0,174	4,7	1,856	0,039
1,6	1,798	0,032	3,2	1,918	0,123	4,8	1,875	0,060
1,7	1,818	0,056	3,3	1,909	0,131	4,9	1,883	0,043
1,8	1,836	0,034	3,4	1,940	0,109	5,0	1,870	0,038
1,9	1,812	0,021	3,5	1,911	0,100	5,2	1,850	0,043
2,0	1,789	0,041	3,6	1,926	0,089	5,4	1,833	0,056
2,1	1,835	0,053	3,7	1,920	0,105	5,5	1,824	0,066
2,2	1,819	0,071	3,8	1,949	0,098	10	2,430	0,120

Оптические константы n и $\varkappa$ являются первичными радиационными характеристиками частиц. Зная их, несложно рассчитать спектральные факторы поглощения и рассеяния, а также индикатрисы рассеяния для частиц различных размеров. На рис. 3-2 показана зависимость от параметра ρ спектральных факторов ослабления K_λ, поглощения K_λ^a и рассеяния K_λ^s для частиц кокса и угольной пыли при $\lambda = 1$ мкм. Аналогичные зависимости были получены и для других значений длины волны излучения.

Как видно из рис. 3-2, в области значений $\rho > 10$ наибольшей поглощательной способностью обладают частицы бурого и каменного угля и наименьшей — частицы кокса и антрацита. Фактор поглощения K_λ^a уменьшается, а фактор рассеяния K_λ^s увеличивается по мере возрастания содержания углерода в топливе.

Изменение K_λ^a и K_λ^s в зависимости от ρ в области значений $\rho \geqslant 10$ хорошо описывается формулами вида

$$K_\lambda^a = 0{,}8 + a/\rho; \qquad K_\lambda^s = 1{,}28 + b/\rho. \qquad (3\text{-}4;\ 3\text{-}5)$$

Для частиц кокса $a = 2{,}5$ и $b = 0{,}8$.

Приведенные зависимости относятся к нисходящим участкам кривых $K_\lambda^a(\rho)$ и $K_\lambda^s(\rho)$. На восходящих ветвях, расположенных до максимума, факторы поглощения и рассеяния увеличиваются по мере возрастания ρ.

Аналогичным образом изменяются спектральные факторы поглощения и рассеяния и для частиц золы. Типичные кривые зависимостей $K_\lambda(\rho)$, $K_\lambda^a(\rho)$ и $K_\lambda^s(\rho)$ для частиц золы ирша-бородинского бурого угля показаны на рис. 3-3.

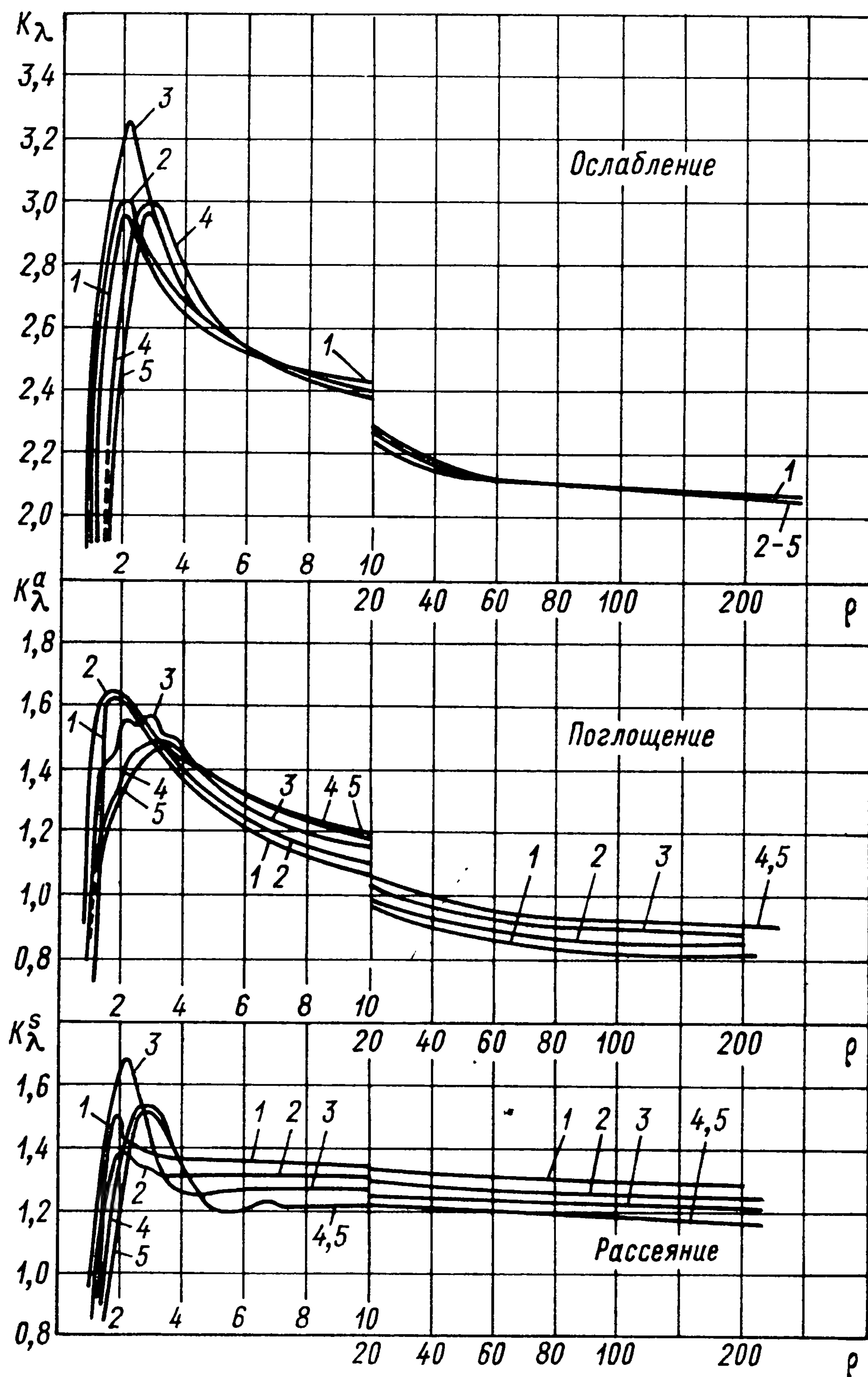


Рис. 3-2. Факторы ослабления, поглощения и рассеяния для частиц кокса и угольной пыли при $\lambda = 1$ мкм

1 — кокс; *2* — антрацит; *3* — тощий уголь; *4* — каменный уголь; *5* — бурый уголь

Угловое распределение рассеянного излучения (индикатрисы рассеяния) приведено на рис. 3-4 и 3-5. Как видно из представленных данных, наиболее сильное влияние на характер индикатрисы рассеяния оказывает изменение параметра дифракции ρ. С увеличением ρ резко возрастает доля энергии, рассеиваемой частицами в узком телесном угле в направлении распространения падающего излучения. Уже при $\rho = 1$ доля энергии, рассеянной в переднюю полусферу, доходит до 70 %. Коэффициент асимметрии индикатрисы рассеяния при этом достигает значения $\eta_{вп/из} \approx 14$. При постоянном ρ изменение длины волны излучения λ, а также вида

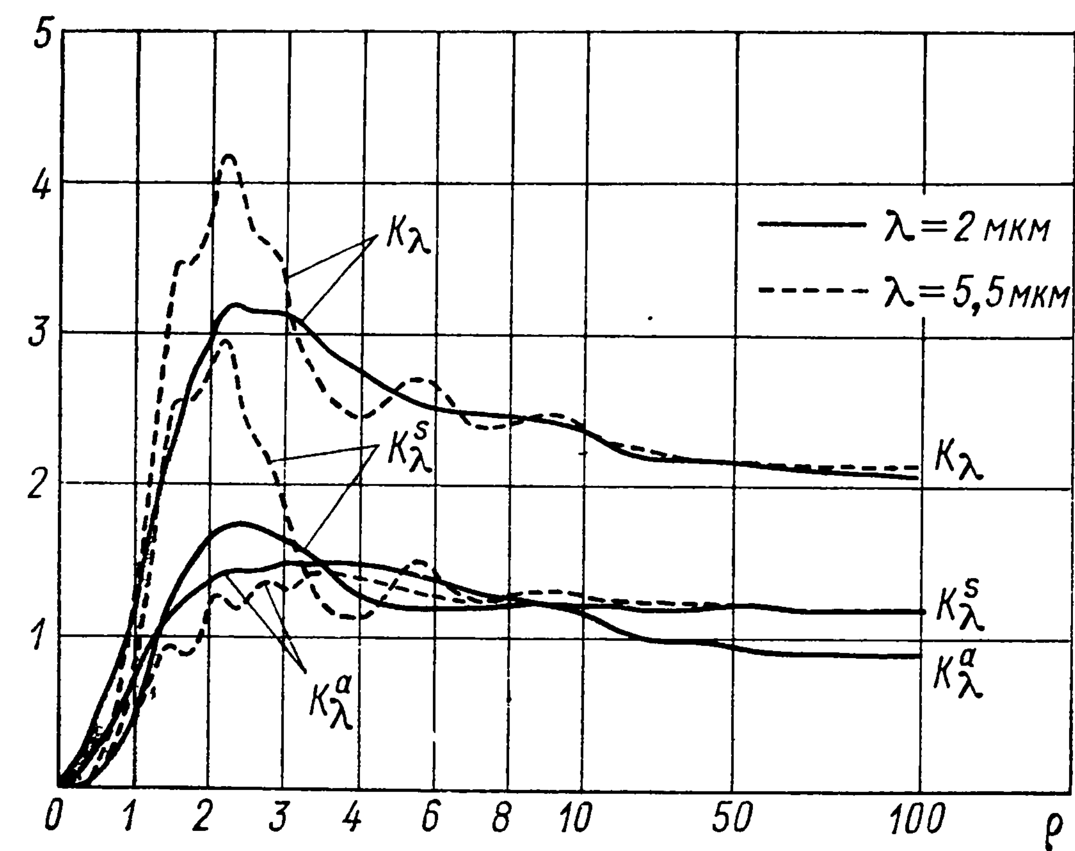


Рис. 3-3. Факторы ослабления, поглощения и рассеяния для частиц золы ирша-бородинского бурого угля

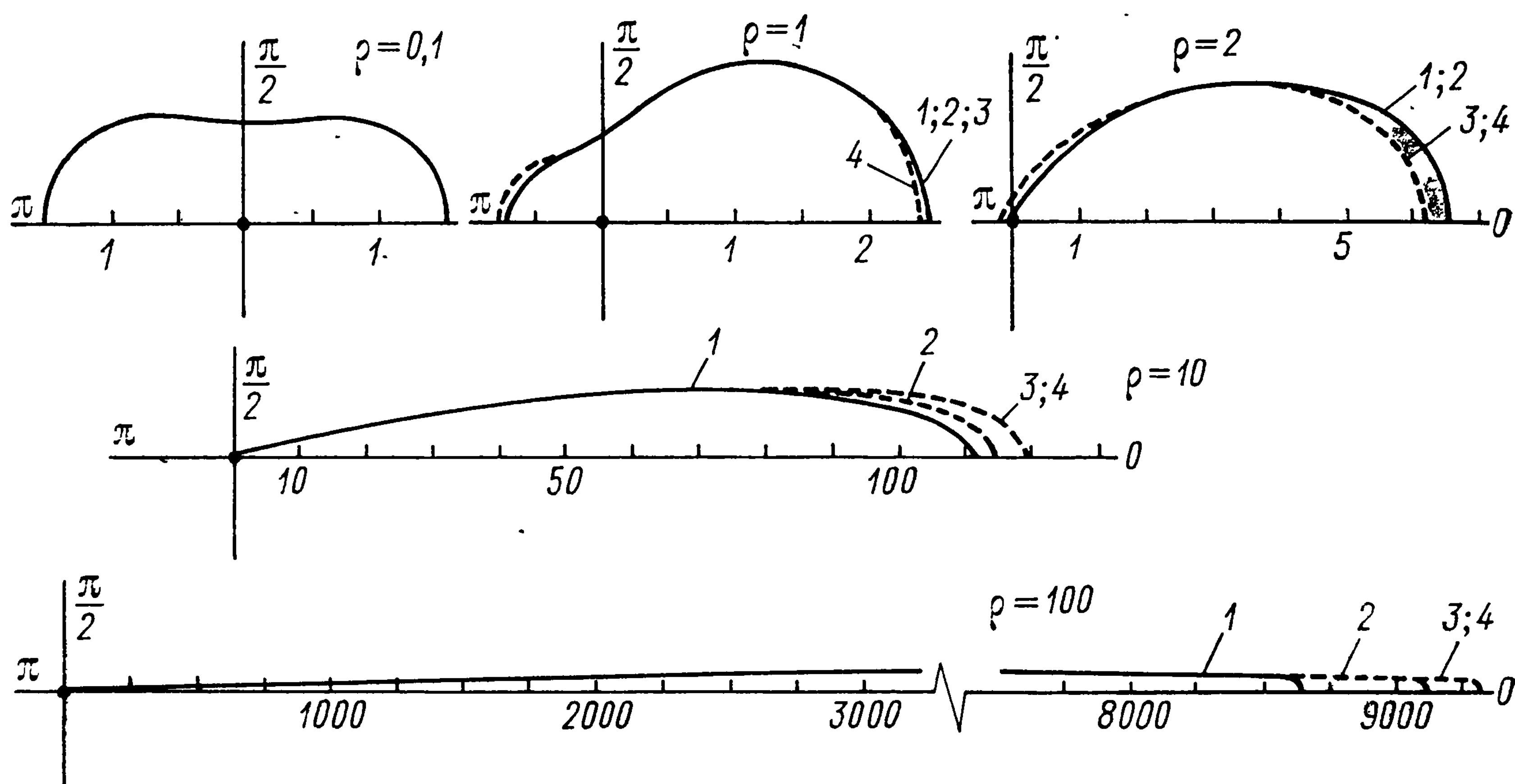


Рис. 3-4. Индикатрисы рассеяния частиц угольной пыли

1 — антрацит; *2* — тощий уголь; *3* — каменный уголь марки Г; *4* — бурый уголь

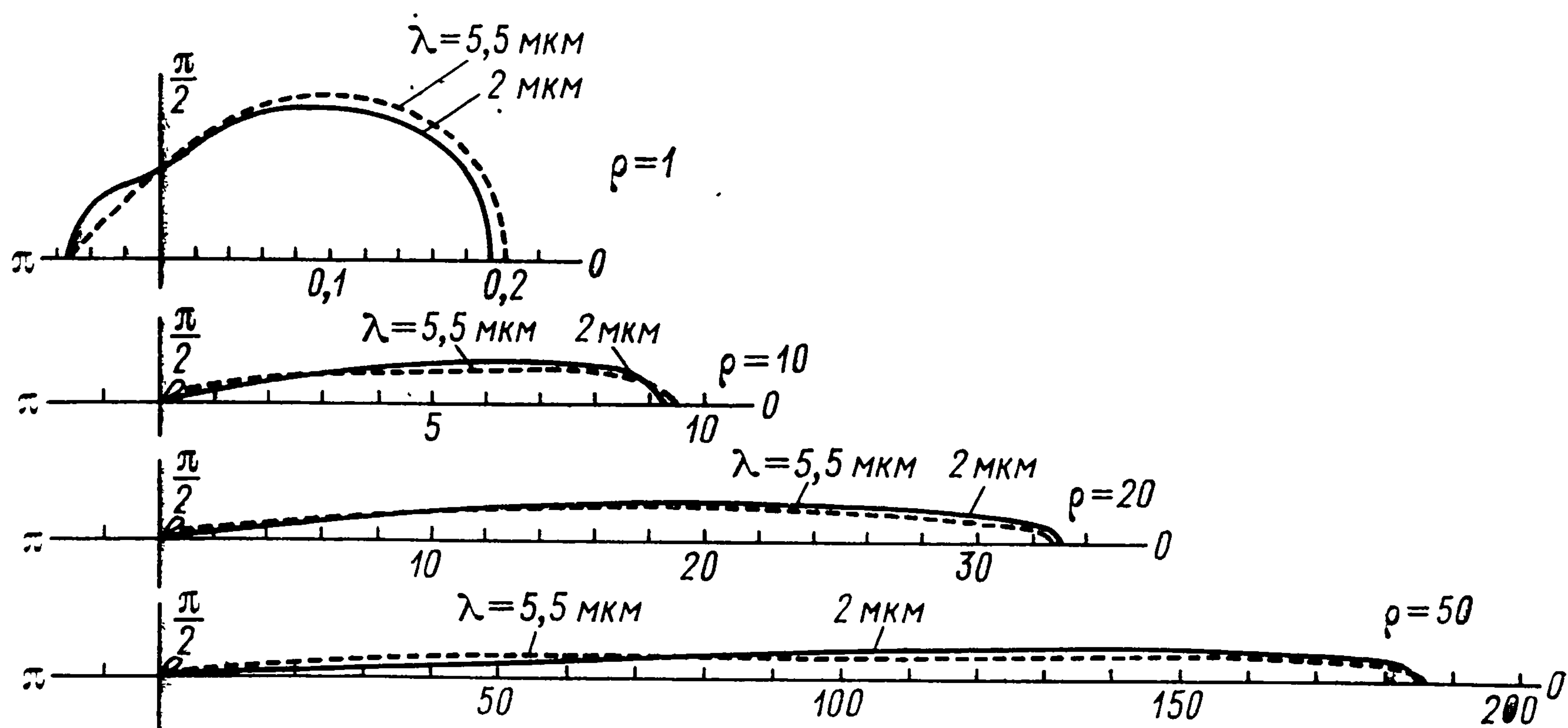


Рис. 3-5. Индикатрисы рассеяния частиц золы ирша-бородинского угля при $\lambda = 2$ мкм ($m = 1{,}749 - i\cdot 0{,}287$) и $\lambda = 5{,}5$ мкм ($m = 1{,}971 - i\cdot 0{,}138$)

топлива не сказывается заметно на угловом распределении рассеянного излучения. Последнее объясняется слабостью влияния на индикатрису рассеяния комплексного показателя преломления в рассматриваемой области изменения длины волны излучения и вида пыли.

Для практических расчетов обычно требуется знать величину $\overset{*}{\eta}_{нз}$, определяющую долю энергии, рассеянную назад элементарным плоским слоем. Для золы ирша-бородинского угля $\overset{*}{\eta}_{нз} \approx 0,07$. Расчеты показывают, что это численное значение $\overset{*}{\eta}_{нз}$ является характерным также и для золы других видов твердого топлива.

3-2. РАДИАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДОЙ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ ПЛАМЕНИ

Как уже отмечалось выше, твердая дисперсная фаза пылеугольного пламени представляет собой поток частиц золы, кокса и угольной пыли. Наиболее сильное влияние на радиационные свойства пламени оказывают частицы золы, проходящие с газовым потоком через все зоны по высоте топочной камеры. Частицы кокса вносят свой вклад в тепловое излучение пламени в основном в зоне активного горения, которая имеет сравнительно небольшую протяженность. Влияние частиц угольной пыли заметно лишь на начальном участке факела (в зоне воспламенения).

Радиационные свойства твердой дисперсной фазы пламени зависят от концентрации и размеров частиц указанных компонентов и оптических свойств частиц, определяемых комплексным показателем преломления. В свете изложенного рассмотрим радиационные характеристики запыленных частицами золы, кокса и угля газовых потоков, характерные для условий сжигания различных топлив.

Частицы золы. На рис. 3-6 приведены экспериментальные данные об интегральной ослабляющей способности потока частиц золовой пыли t в зависимости от произведения μL, где μ — массовая концентрация частиц, а L — толщина слоя. Эти данные охватывают различные виды золы, характерные для перспективных в энергетике топлив: кузнецкого и экибастузского каменных углей, березовского и ирша-бородинского бурых углей. Опытные данные, относящиеся к интегральному ослаблению, и результаты расчетов по данным спектральных измерений хорошо согласуются друг с другом.

Различия в радиационных свойствах золы разных топлив обусловливаются различиями в оптических характеристиках n и $\varkappa$ и распределениях частиц по размерам. В отличие от ранее опубликованных данных [7] приведенные данные характеризуются существенно более широким диапазоном изменения концентрации пыли— от 50 до 1000 г/м³. В этих условиях были выявлены некоторые новые закономерности, связанные с влиянием на оптическую толщину слоя $\tau = -\ln(1 - t)$ произведения μL. На основании полученных данных было установлено, что линейная зависимость оптической толщины слоя τ от μL наблюдается лишь при сравнительно

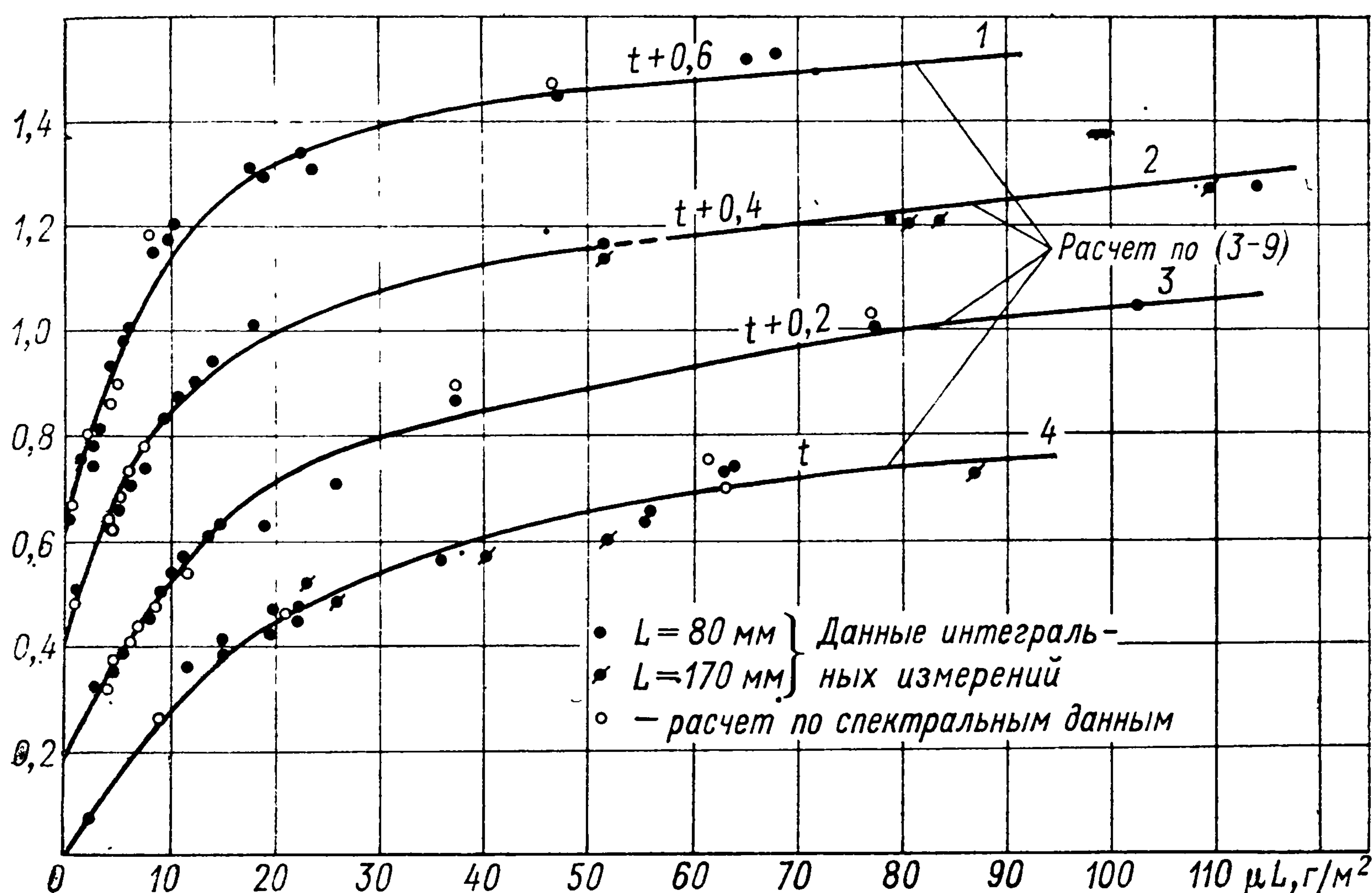


Рис. 3-6. Интегральная ослабляющая способность запыленного потока
1 — зола кузнецкого угля; *2* — зола березовского угля; *3* — зола ирша-бородинского угля; *4* — зола экибастузского угля

невысоких значениях $\mu L \leqslant 20$ г/м², для которых коэффициент ослабления не зависит от величины μL.

При более высоких значениях μL из-за селективных свойств частиц золы коэффициент ослабления начинает зависеть от μL, что приводит к отклонению зависимости τ (μL) от линейной. Величина отклонения возрастает по мере увеличения μL. Учитывая изложенное, запишем выражение для оптической толщины слоя

$$\tau = kL, \tag{3-6}$$

где коэффициент ослабления

$$k = K\Omega(\mu L) F\mu. \tag{3-7}$$

Здесь K — эффективное значение фактора ослабления, относящегося к системе частиц; Ω (μL) — функция, учитывающая зависимость коэффициента ослабления от произведения μL; F — удельная поверхность золовых частиц. Фактор ослабления K и функция Ω (μL) являются безразмерными величинами.

Проведенными опытами установлена зависимость

$$\Omega(\mu L) = 1 - b_2 [1 + b_1 (\mu L)^{-2}]^{-1}, \tag{3-8}$$

в которой $b_1 = 10^3$ (г/м²)², а численный коэффициент b_2, связанный с оптическими константами золы различных твердых топлив, изменяется от 0,6 до 0,7. Зависимость (3-8) справедлива в области значений $\mu L \leqslant 120$ г/м².

Функцией Ω (μL) учитывается снижение интегрального коэффициента ослабления вследствие изменения спектрального состава

излучения по длине луча при прохождении его через селективно-ослабляющую среду. Этот эффект, известный как эффект Форбста, сказывается на величине k при значениях $\mu L > 20$ г/м². Его влияние ослабевает по мере увеличения μL. Для значений $\mu L \lesssim 20$ г/м² можно принять $\Omega(\mu L) \approx 1$.

Учитывая изложенное, можно записать выражение для интегральной ослабляющей способности запыленного потока в виде

$$t = 1 - \exp[-KF\Omega(\mu L)\mu L]. \qquad (3\text{-}9)$$

Кривые рис. 3-6 построены по формуле (3-9), которая хорошо обобщает все представленные здесь опытные данные.

Входящий в приведенные формулы интегральный фактор ослабления K зависит от вида топлива, размеров частиц золы и спектрального состава падающего излучения, определяемого температурой абсолютно черного тела T, используемого в качестве источника излучения.

Для определения интегрального фактора ослабления можно воспользоваться формулой

$$K = 0{,}07A\sqrt[3]{\bar{x}T}, \qquad (3\text{-}10)$$

установленной на основании данных экспериментов и результатов теоретических расчетов. Как уже отмечалось выше, фактор ослабления K является безразмерной величиной. Значение численного коэффициента в выражении (3-10) соответствует условию, когда средний диаметр частиц $\bar{x}$ выражен в микрометрах, а температура T — в кельвинах. Эмпирический коэффициент A зависит от вида топлива. Его численные значения для золовых частиц различных углей приведены ниже:

Березовский	0,32	Ирша-бородинский	0,20
Кузнецкий	0,23	Экибастузский	0,12

Зависимость A от вида топлива связана, по всей вероятности, как с изменением оптических констант золы, так и с изменением формы частиц при переходе от одного топлива к другому. При расчетах удельной поверхности F и среднего диаметра частиц $\bar{x}$ предполагалось, что для всех топлив частицы золы имеют строго сферическую форму. В действительности для золы различных топлив наблюдаются различные отклонения формы частиц от сферической, что в конечном счете сказывается на величине A.

Учитывая изложенное, запишем выражение для оптической толщины слоя по ослаблению

$$\tau = 0{,}07AF\sqrt[3]{\bar{x}T}\left[1 - \frac{b_2}{1 + b_1(\mu L)^{-2}}\right]\mu L. \qquad (3\text{-}11)$$

Эта формула определяет интегральную ослабляющую способность запыленного потока. В то же время имеющиеся экспериментальные и теоретические данные показывают высокую селективность теплового излучения частиц золы, связанную с особенностями их фракционного состава и дисперсией оптических констант n и $\varkappa$.

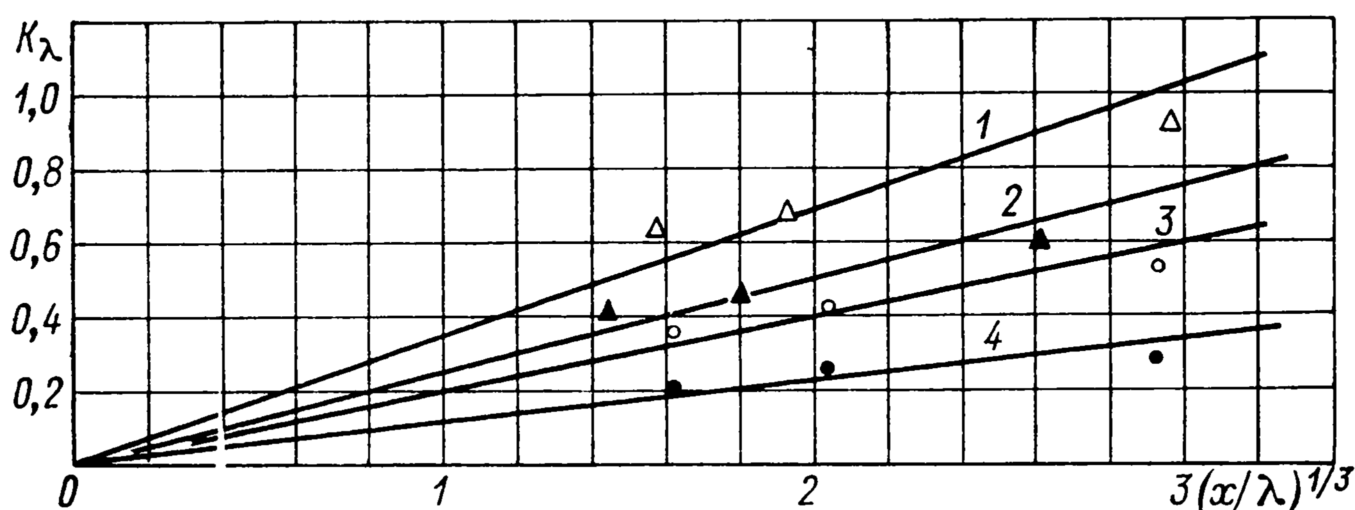


Рис. 3-7. Зависимость спектрального фактора ослабления K_λ от параметра $(\bar{x}/\lambda)^{1/3}$ для частиц золы углей

1 — березовский бурый; *2* — кузнецкий каменный; *3* — ирша-бородинский бурый; *4* — экибастузский каменный

Из приведенных в предыдущем параграфе данных видно, что спектральные значения факторов ослабления K_λ, поглощения K_λ^a и рассеяния K_λ^s заметно изменяются при изменении длины волны излучения λ. Характер этой зависимости, как уже отмечалось выше, связан с дисперсным составом пыли, определяемым средним размером частиц $\bar{x}$ и видом сожженного топлива. На рис. 3-7 показано, как изменяется спектральный фактор ослабления K_λ в зависимости от параметра $(\bar{x}/\lambda)^{1/3}$. Из рисунка видно, что характерной для всех видов золы, с которыми проводились опыты, является линейная зависимость между величинами K_λ и $(\bar{x}/\lambda)^{1/3}$. Тангенс угла наклона соответствующих прямых определяется видом угольной пыли.

Возвращаясь к формуле (3-11), заметим, что она определяет оптическую толщину слоя по ослаблению. Чтобы перейти от этой величины к оптической толщине слоя по поглощению, необходимо учесть влияние рассеяния на перенос энергии излучения. С этой целью были использованы результаты расчетов ослабляющей и поглощательной способностей запыленного потока по приведенным во второй главе формулам дифференциально-разностного приближения. Исходными данными для таких расчетов явились данные о факторах ослабления, поглощения и рассеяния для частиц золы, определенные на основании установленных значений оптических констант n и $\varkappa$ и размеров частиц золы. На основании сопоставления результатов таких теоретических расчетов с опытными данными об ослабляющей спо-

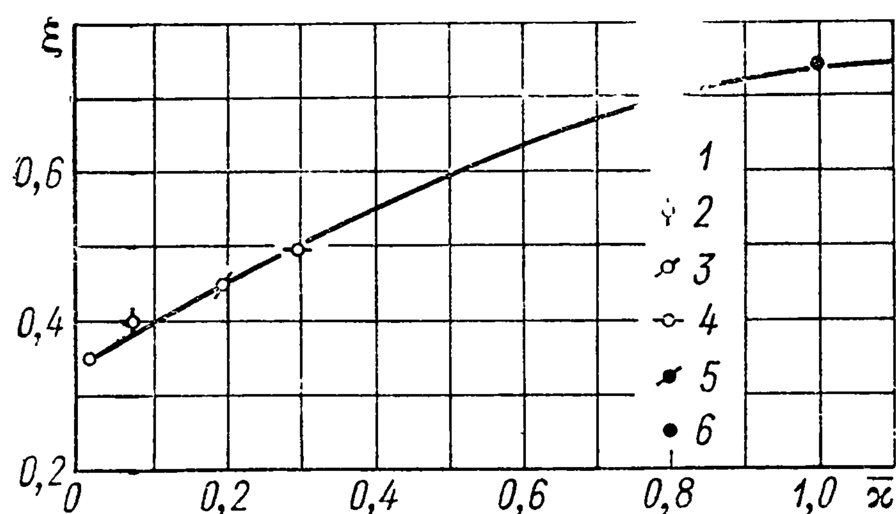


Рис. 3-8. Зависимость между параметром ξ и показателем поглощения $\bar{\varkappa}$

1 — зола березовского угля; *2* — зола кузнецкого угля; *3* — зола ирша-бородинского угля; *4* — зола экибастузского угля; *5* — пыль АШ; *6* — частицы кокса

собности запыленного потока были установлены численные значения коэффициента ξ, связывающего между собой оптические толщины слоя по ослаблению и поглощению. На рис. 3-8 приведены данные, показывающие, как изменяется коэффициент ξ в зависимости от среднепланковского значения показателя поглощения $\bar{\varkappa} = \frac{1}{\sigma_0 T^4} \int_0^\infty \varkappa(\lambda) I_0(\lambda, T) d\lambda$ для частиц золы различных топлив. Видно, что с ростом $\bar{\varkappa}$ коэффициент ξ увеличивается по единой для всех топлив зависимости $\xi(\varkappa)$. Для веществ с высоким показателем поглощения коэффициент ξ, естественно, близок к единице. Увеличение ξ с ростом $\bar{\varkappa}$ приводит к увеличению поглощательной способности запыленного потока.

Таким образом, определив из опытов значение оптической толщины слоя по ослаблению τ и рассчитав значение коэффициента ξ, можем найти оптическую толщину слоя по поглощению $\tau^a = \xi\tau$. Учитывая, что величина $(A\xi)/\gamma$, где γ — плотность частиц, изменяется для различных видов золы сравнительно мало, можно в первом приближении не учитывать ее влияния на оптическую толщину слоя. При этом, переходя в выражении (3-11) от удельной поверхности пыли F к среднему диаметру частиц $\bar{x}$, можем для практических расчетов принять

$$\tau^a_{зл} = \frac{0{,}015}{\sqrt[3]{\bar{x}^2}} \sqrt[3]{T} \left[1 - \frac{b_2}{1 + b_1 (\mu L)^{-2}}\right] \mu L. \qquad (3\text{-}12)$$

Здесь и далее индексом «зл» обозначаются оптическая толщина слоя и концентрация, относящиеся к частицам золы.

Для расчета величины $\tau^a_{зл}$ необходимо предварительно определить средний диаметр частиц золы $\bar{x}$. Для этого надо располагать данными о дисперсном составе частиц в реальных условиях топочного процесса.

На рис. 3-9 приведены данные о распределениях по размерам частиц золы березовского, экибастузского, ирша-бородинского и кузнецкого углей, с которыми проводились опыты по исследованию радиационных свойств пыли. Здесь наряду с данными интегрального распределения частиц по массе $D(x)$ в качестве примера приведены также кривые числового распределения $N(x)$ для золы березовского и экибастузского углей. Как видно из рисунка, основное число частиц золы сосредоточено в области наиболее тонких фракций пыли.

Для обобщения опытных данных о радиационных свойствах запыленного потока в качестве характеристик дисперсного состава пыли использовались удельная поверхность частиц

$$F = \frac{6}{\gamma} \int_0^\infty \frac{dD(x)}{x} \qquad (3\text{-}13)$$

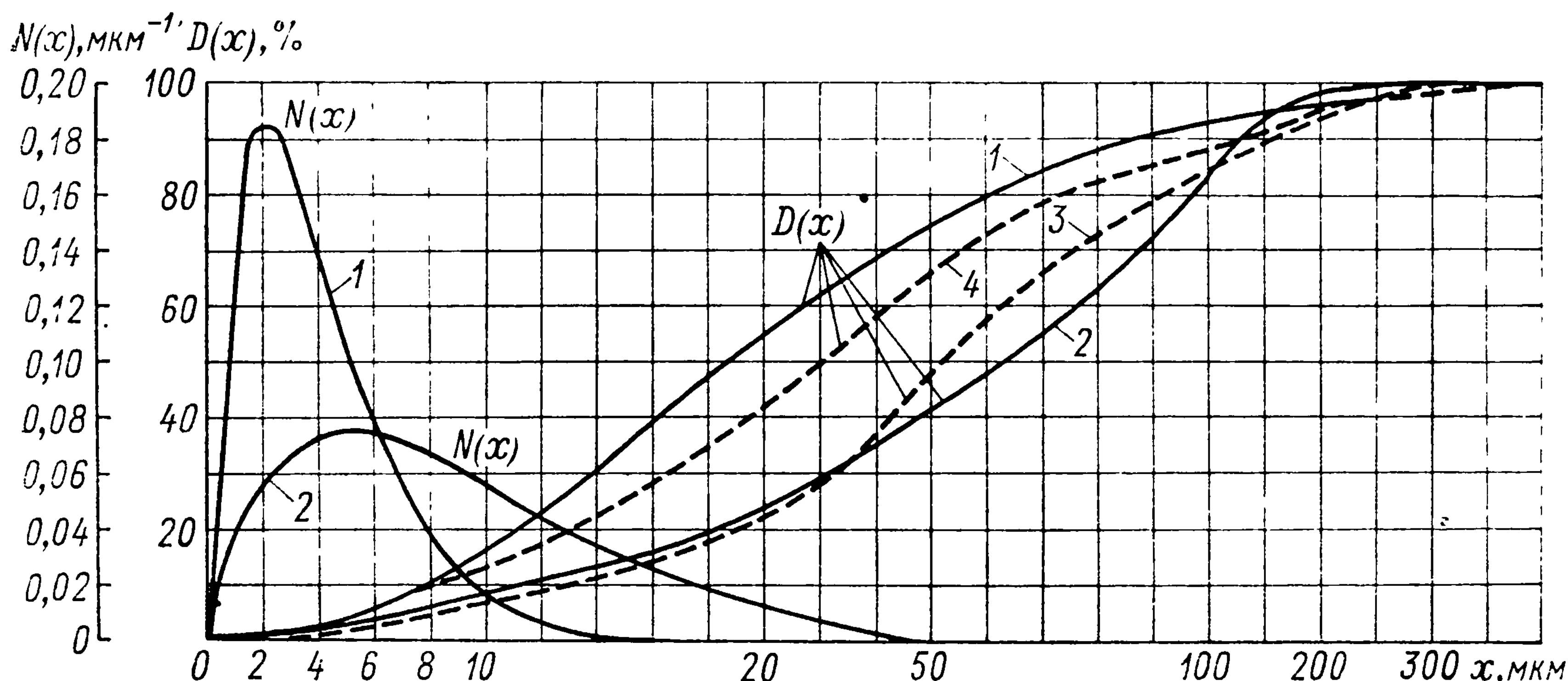


Рис. 3-9. Распределения частиц золы по размерам $D(x)$ и $N(x)$

1 — зола березовского угля; *2* — зола экибастузского угля; *3* — зола ирша-бородинского угля; *4* — зола кузнецкого угля

и средний по этой поверхности диаметр частиц $\bar{x}$, связанный с $N(x)$ равенством

$$\frac{1}{\bar{x}} = \frac{1}{x_{32}} = \frac{\int\limits_0^\infty x^2 N(x)\,dx}{\int\limits_0^\infty x^3 N(x)\,dx}. \qquad (3\text{-}14)$$

Ниже приведены данные о величинах F и $\bar{x}$ для исследовавшихся видов золовой пыли различных углей:

	F, м²/г	$\bar{x}$, мкм
Березовский	0,09	21
Кузнецкий	0,17	17,5
Ирша-бородинский .	0,09	25
Экибастузский . . .	0,12	25

Заметим, что приведенные значения $\bar{x}$ значительно превосходят значения модального размера частиц x_m. Так, для золы березовского угля $x_m = 2$ мкм, а для золы экибастузского угля $x_m = 5$ мкм.

Числовое распределение частиц по размерам описывается при этом зависимостью (2-25) при значении $n = p = 1$:

$$N(x)\,dx = \frac{1}{x_m^2} x e^{-x/x_m}\,dx.$$

Имеющиеся опытные данные показывают, что частицы летучей золы в топочных камерах характеризуются более тонким дисперсным составом по сравнению с частицами угля. Такие различия в размерах частиц золы и угля связаны как с условиями размола топлива, так и непосредственно с процессом горения. В соответствии со значением коэффициента размолоспособности $k_{л.о}$ (лабораторного относительного) минеральная часть топлива подвергается более тонкому измельчению в мельницах по сравнению с собственно

Таблица 3-5

Мельница	Уголь	Средний диаметр частиц золы $\bar{x}$, мкм		
		по [56]	при твердом шлакоудалении	при жидком шлакоудалении
Шаровая барабанная	АШ Тощий Каменный	13	8—10 10—13 14	— 15—16 15—18
Среднеходная Молотковая	Каменный Бурый Сланец	16	11—13 15—18 —	16—17 19—20 18—22
Молотковая	Торф	24	—	19—20

углем. При этом ввиду более высокой плотности золовые частицы крупных размеров в значительно большей мере, чем частицы угля, возвращаются из сепаратора для дополнительного измельчения в мельнице. Различия в дисперсном составе частиц золы и угля увеличиваются также в процессе горения топлива. Сравнительно быстрое выгорание наиболее тонких фракций угольной пыли дополнительно приводит к угрублению ее дисперсного состава. Изменение размеров частиц золы при этом связано главным образом с процессами их разложения и разрушения при химических реакциях, частичного или полного оплавления. В совокупности все указанные факторы могут привести также к бимодальным распределениям частиц золы по размерам, на что обращается внимание ряда авторов.

На основании имеющихся опытных данных различных авторов о дисперсном составе летучей золы в топках котлоагрегатов были определены характерные для различных способов размола, видов топлива и способов шлакоудаления средние значения диаметра частиц $\bar{x}$. В табл. 3-5 они сопоставляются с данными, рекомендуемыми по нормативному методу [56].

Из представленных данных видно, что средний диаметр частиц золы можно в первом приближении определить в зависимости от вида топлива, способов размола топлива и шлакоудаления. При этом, учитывая рекомендации норм пылеприготовления о тонкости размола топлив, интересно сопоставить величины x с рекомендуемыми значениями остатка на сите R_{90} для угольной пыли. Проведенные расчеты показывают, что связь между $\bar{x}$ и R_{90} может быть представлена зависимостью вида

$$\bar{x} = x_0 + 0{,}1R_{90}, \qquad (3\text{-}15)$$

в которой $x_0 = 10$ мкм для жидкого и $x_0 = 14$ мкм для твердого шлакоудаления.

Заметим, что возможность представления данных о среднем размере частиц золы в зависимости лишь от величины R_{90} и способа шлакоудаления без самостоятельного учета влияния показателя полидисперсности пыли связана, по всей вероятности, с тем обстоятельством, что в пределах точности имеющихся опытных данных о дисперсном составе частиц золы изменение показателя полидисперсности оказывает примерноо динаковоев лияние как на удельную поверхность частиц золы, так и на удельную поверхность частиц угольной пыли. Приведенные данные о размерах частиц летучей золы рекомендуются для использования при расчетах теплообмена излучением в топках.

Угольная пыль. Основные закономерности, описывающие радиационные свойства угольной пыли, такие же, как и для золовой пыли. В качестве примера на рис. 3-10 приведены данные об оптической толщине слоя по ослаблению для частиц антрацитового штыба (АШ) и каменного угля (печорского марки ПЖ и донецкого марки Г). Из рисунка видно, что, как и для золы, линейный характер зависимости τ от μL наблюдается лишь в области сравнительно небольших значений $\mu L < 20$ г/м². При более высоких значениях μL эта зависимость является нелинейной и описывается, как и для золы, формулами вида (3-6), (3-7) и (3-8). Аналогичными для золы и угольной пыли являются также зависимости интегрального фактора ослабления K от температуры T и среднего диаметра частиц $\bar{x}$. Для частиц АШ коэффициент A в выражении (3-10) равен 0,14, а для частиц каменного угля $A \approx 0{,}08$.

Оптическая толщина слоя по поглощению, как и для золы, описывается формулой (3-12), в которой вместо численного коэффициента 0,015 принимается 0,025 для пыли АШ и 0,020 для пыли каменного угля.

Характерные для угольной пыли кривые распределения частиц по размерам приведены на рис. 3-11. Они описываются формулой (2-25) при значениях $n = 1$ и $p = 0{,}5$.

Таким образом, для всех твердых топлив числовое распределение по размерам частиц угольной пыли можно определить, воспользовавшись зависимостью

$$N(x) = \frac{4}{3x_m^2} x e^{-2(x/x_m)^{0,5}}.$$

Модальный размер частиц x_m равен: 2 мкм — для АШ; 4 мкм — для каменного угля и 6 мкм — для бурого угля.

Частицы кокса. Говоря об излучении частиц кокса, следует иметь в виду, что концентрация и размеры частиц существенно изменяются по ходу выгорания факела. Для расчетов суммарного теплообмена в топках можно поэтому использовать лишь некоторые осредненные по объему топочной камеры величины $\bar{\mu}$ и $\bar{x}$, характеризующие как свойства исходного топлива, так и условия выгорания кокса по высоте топки.

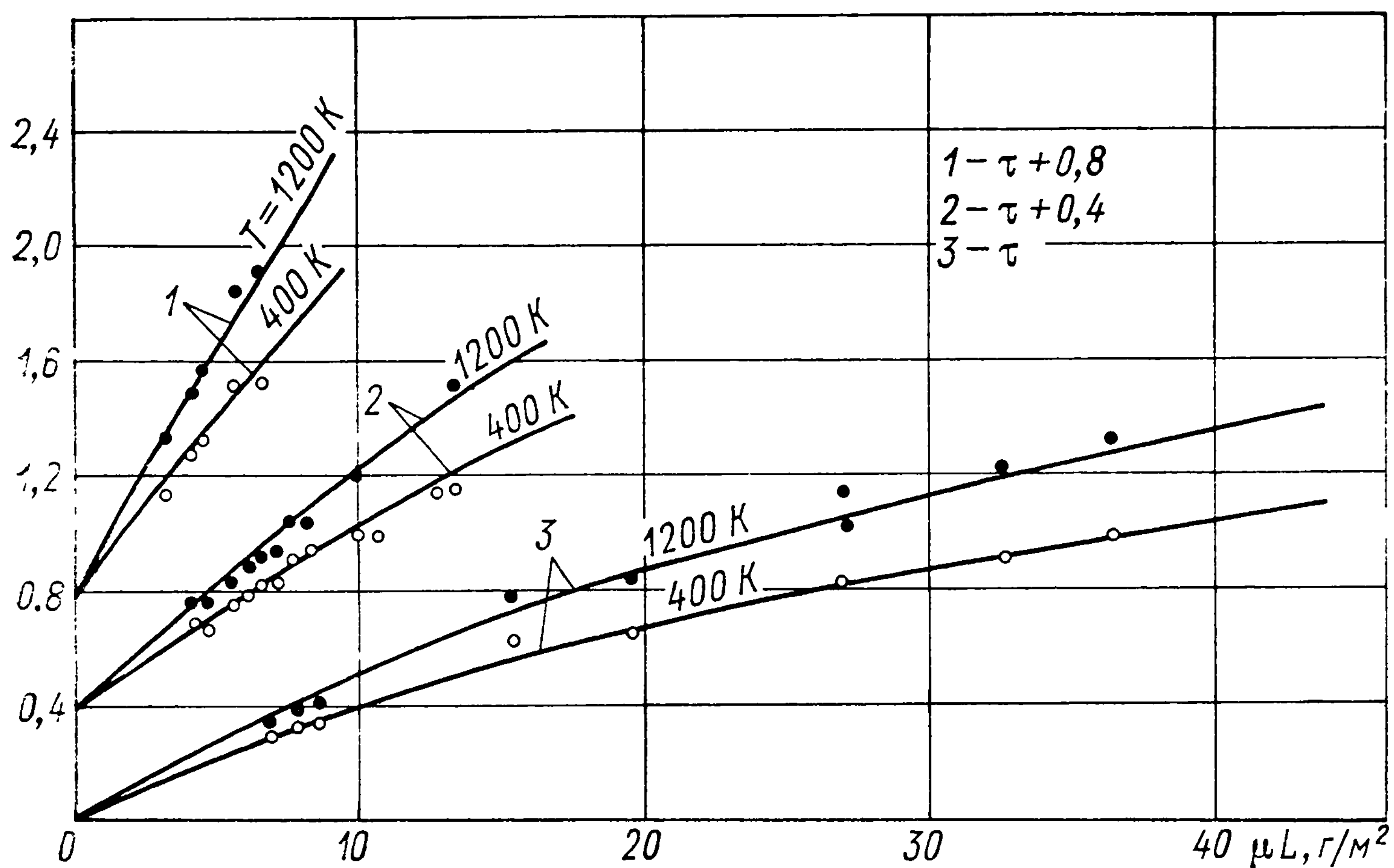


Рис. 3-10. Оптическая толщина слоя по ослаблению для частиц угольной пыли

1 — АШ; *2* — печорский каменный уголь марки ПЖ; *3* — донецкий каменный уголь марки Г; черными и светлыми точками показаны опытные данные

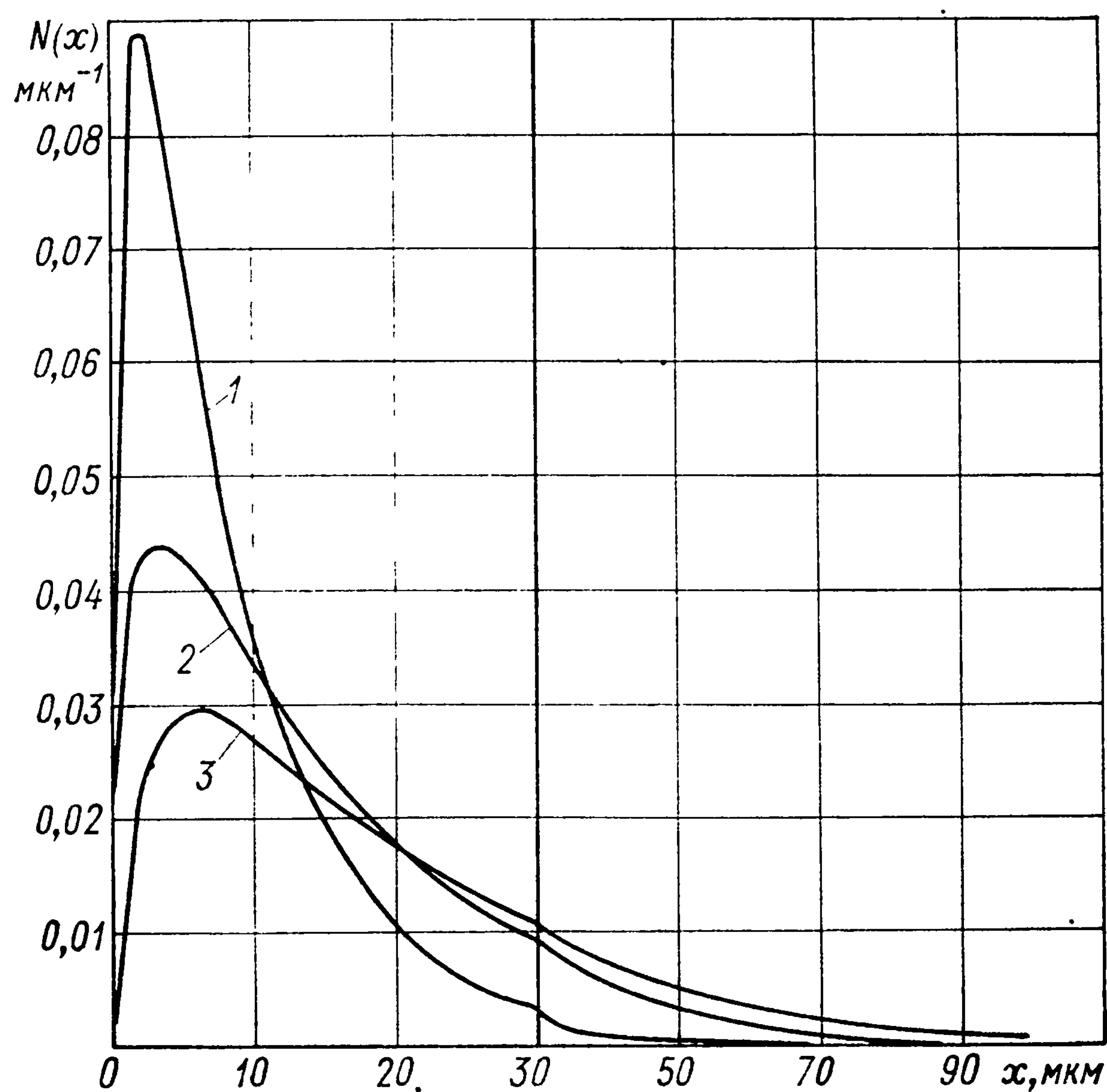


Рис. 3-11. Распределение частиц угольной пыли по размерам

1 — АШ; *2* — каменный уголь; *3* — бурый уголь

Проведенные на основе данных [42] расчеты позволили определить изменение массовой концентрации коксовых частиц по ходу выгорания факела, а также установить средние значения концентрации частиц кокса в объеме топки. Расчеты были выполнены для трех видов топлива: АШ (котлоагрегат ТП-100), экибастузского каменного угля (котлоагрегат П-57) и назаровского бурого угля (котлоагрегат П-49). Учитывая полученные данные, среднюю по топочному объему концентрацию коксовых частиц в факеле можно определить по формуле

$$\bar{\mu}_к = \frac{C^р (10 + q_4)}{(100 + v^г) V_г} \left(1 + \frac{H_{г.в} - H_{г.н}}{H_т}\right) \quad (3\text{-}16)$$

в зависимости от содержания углерода в рабочей массе топлива $C^р$ в процентах, выхода летучих относительно горючей массы $v^г$ в процентах, объема дымовых газов $V_г$ в кубических метрах на килограмм, относительной потери теплоты от механической неполноты сгорания q_4 в процентах. В формуле учитываются также размеры зоны топочной камеры, занятой горелочными устройствами. Здесь $H_{г.в}$ и $H_{г.н}$ — соответственно уровни расположения верхнего и нижнего ярусов горелок, а $H_т$— высота топки.

Дисперсный состав частиц кокса при сжигании различных топлив изменяется в зависимости от условий размола топлива, определяющих распределение по размерам частиц угольной пыли. Проведенные расчеты показали, что в зависимости от вида топлива можно в первом приближении принять для расчетов излучения частиц кокса следующие значения среднего диаметра частиц: для кокса АШ $\bar{x} = 24$ мкм, для кокса каменного угля $\bar{x} = 38$ мкм и для кокса бурого угля $\bar{x} = 70$ мкм.

Для определения эффективного сечения ослабления коксовых частиц можно воспользоваться приведенными выше данными о спектральных коэффициентах поглощения и рассеяния и индикатрисах рассеяния частиц кокса, полученными путем расчета по оптическим константам кокса. Найденные на этой основе средние планковские интегральные коэффициенты поглощения имеют такой же характер зависимости от температуры T и среднего размера частиц $\bar{x}$, какой был установлен для частиц золы и угольной пыли.

Характер зависимости оптической толщины слоя от произведения $\mu_к L$ практически совпадает с характером зависимости τ от μL для частиц АШ. Учитывая, однако, сравнительно низкий уровень концентрации частиц кокса в факеле, при расчетах можно ограничиться линейной зависимостью между $\tau_к$ и $\mu_к L$. При этом фактор ослабления для коксовых частиц, как и для частиц золы, пропорционален корню кубическому из произведения $\bar{x}T$, а оптическая толщина слоя по поглощению при значениях $\mu_к L \leqslant 20$ г/м² равна

$$\tau_к^a = \frac{0,04}{\sqrt[3]{\bar{x}^2}} \sqrt[3]{T} \mu_к L. \quad (3\text{-}17)$$

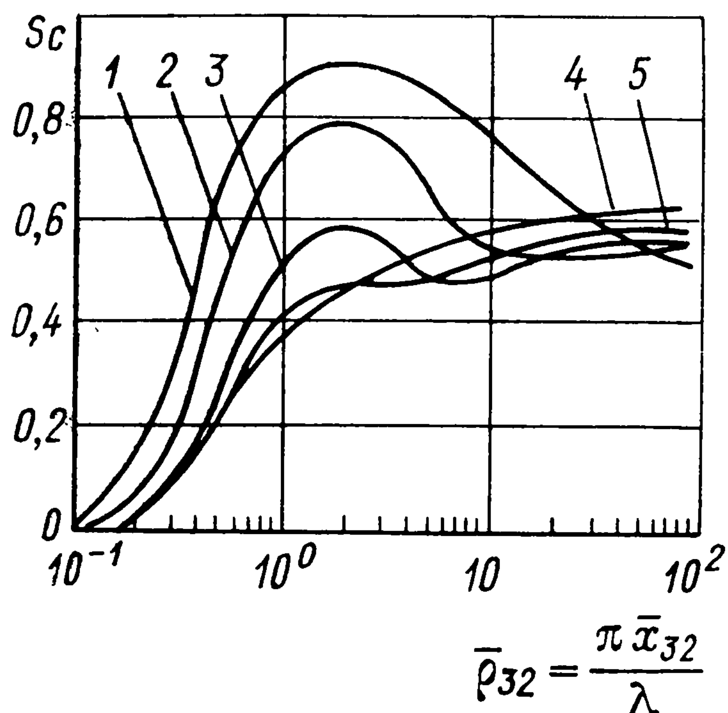


Рис. 3-12. Зависимость критерия Sc от осредненного значения параметра дифракции $\bar{\rho}_{32}$ по данным [92]

1 — зола; 2 — бурый уголь; 3 — каменный уголь; 4 — углерод (сажа); 5 — антрацит

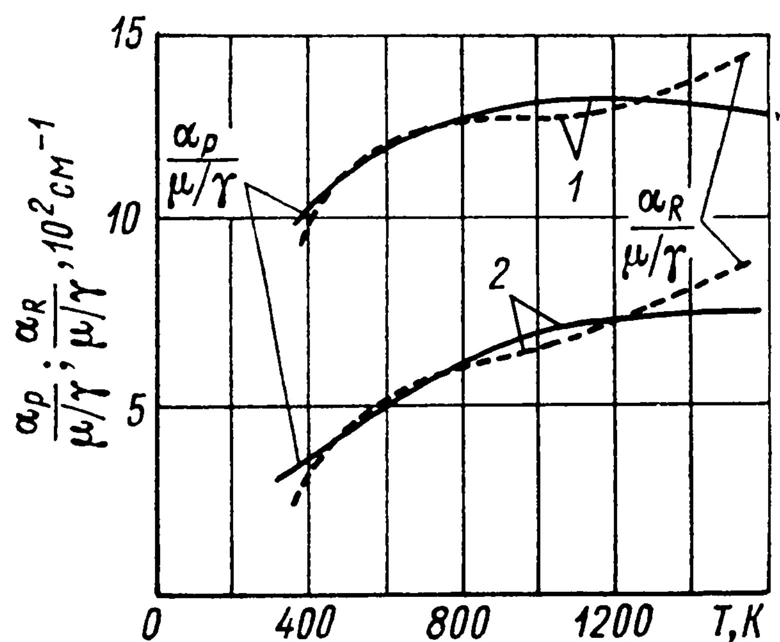


Рис. 3-13. Влияние температуры T на удельные средние по Планку $\alpha_P/(\mu\gamma^{-1})$ и по Росселанду $\alpha_R/(\mu\gamma^{-1})$ коэффициенты поглощения по данным [92]

1 — бурый уголь; 2 — зола

Обобщенный анализ радиационных свойств полидисперсных систем частиц угольной пыли, золы и углерода (сажи) проведен Р. Вискантой, А. Унгэном и М. Менгюсом [92]. При этом использовались также данные [7, 64] по оптическим константам и спектральным факторам поглощения и рассеяния. На рис. 3-12 показано, как изменяется доля рассеяния в суммарном ослаблении (критерий Sc) в зависимости от осредненного параметра дифракции $\bar{\rho}_{32} = (\pi \bar{x}_{32})/\lambda$ для частиц золы, бурого и каменного углей, а также для частиц антрацита и аморфного углерода (сажи).

Из рисунка видно, что в области значений $\bar{\rho}_{32} \leqslant 10$ наиболее высоким значением Sc обладают частицы золы и бурого угля. Относительная доля рассеяния в суммарном ослаблении уменьшается по мере увеличения содержания углерода в топливе. В области высоких значений параметра $\bar{\rho}_{32} > 30$ для всех рассматриваемых видов частиц относительная доля рассеяния в суммарном ослаблении составляет 52—65 % и очень слабо зависит от величины $\bar{\rho}_{32}$.

При анализе интегральных радиационных характеристик дисперсных систем часто используются средние по Планку α_P и по Россе-

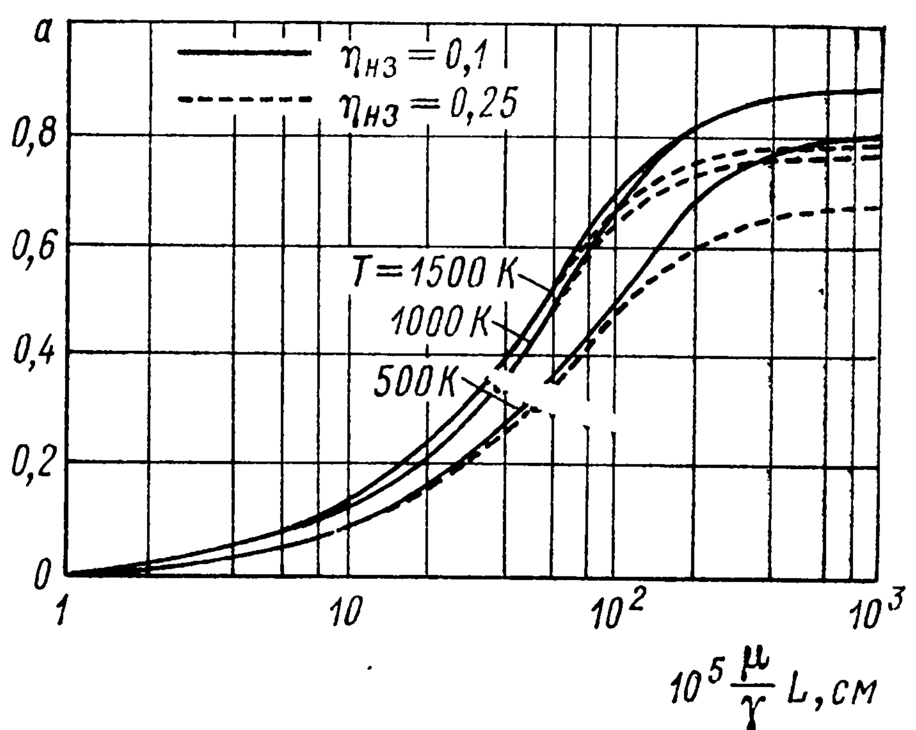


Рис. 3-14. Интегральная поглощательная способность потока частиц золовой пыли по данным [92]

ланду α_R коэффициенты поглощения, которые можно определить по формулам (В-14) и (В-15). Вследствие спектральных зависимостей для коэффициентов поглощения величины α_P и α_R являются функциями температуры T. На рис. 3-13 показано [92], как изменяются удельные средние по Планку $\alpha_P/(\mu\gamma^{-1})$ и по Росселанду $\alpha_R/(\mu\gamma^{-1})$ коэффициенты поглощения для частиц бурого угля и золы. В области температур от 500 до 1200 К они практически совпадают. Заметные расхождения появляются лишь при более высоких температурах.

С увеличением температуры T величины α_P и α_R возрастают. Соответственно увеличивается интегральная поглощательная способность запыленного потока. На рис. 3-14 также по данным [92] показана зависимость интегральной поглощательной способности потока частиц золовой пыли от произведения $(\mu/\gamma)\,L$ и температуры T, полученная на основании расчетов по приведенным выше формулам дифференциально-разностного приближения. Характер этой зависимости соответствует характеру зависимости, установленной в наших опытах.

3-3. СТЕПЕНЬ ЧЕРНОТЫ ТОПКИ И ФАКЕЛА

Твердая дисперсная фаза факела оказывает сильное влияние на тепловое излучение пылеугольного пламени. При этом, как уже отмечалось выше, в расчетах суммарного теплообмена в топках наряду с излучением газов можно ограничиться учетом излучения только частиц золы и кокса, заполняющих практически весь топочный объем.

Эффективная степень черноты пылеугольного пламени

$$\varepsilon_{\text{ф}} = 1 - e^{-\tau_{\text{ф}}},$$

где $\tau_{\text{ф}} = \tau_{\text{г}} + \tau_{\text{п}}^{a}$ — оптическая толщина факела, складывающаяся из оптических толщин газов $\tau_{\text{г}}$ и твердой дисперсной фазы (частиц пыли) факела $\tau_{\text{п}}^{a}$.

В свою очередь, величина

$$\tau_{\text{п}}^{a} = \tau_{\text{зл}}^{a} + \tau_{\text{к}}^{a}, \qquad (3\text{-}18)$$

где $\tau_{\text{зл}}^{a}$ и $\tau_{\text{к}}^{a}$ — оптические толщины слоя по поглощению для частиц золы и кокса.

Применительно к нормативному методу теплового расчета котельных агрегатов [56] объем продуктов сгорания $V_{\text{г}}^{\text{STP}}$ обычно определяется в метрах кубических на килограмм при температуре газов $T = 273$ К и давлении $p = 0{,}101$ МПа. При этом концентрации частиц золы $\mu_{\text{зл}}^{\text{STP}}$ и кокса $\mu_{\text{к}}^{\text{STP}}$, выраженные в граммах на метр кубический, можно определить по формулам:

$$\mu_{\text{зл}}^{\text{STP}} = \mu_{\text{зл}} \frac{T}{273} = \frac{10 A^{\text{р}} a_{\text{ун}}}{V_{\text{г}}^{\text{STP}}}; \qquad (3\text{-}19)$$

$$\mu_{\text{к}}^{\text{STP}} = \mu_{\text{к}} \frac{T}{273} = \frac{5{,}5 C^{\text{р}} (10 + q_4)}{\left(100 + v^{\text{г}}\right) V_{\text{г}}^{\text{STP}}} \left(1 + \frac{H_{\text{г.в}} - H_{\text{г.н}}}{H_{\text{т}}}\right), \qquad (3\text{-}20)$$

где $a_{ун}$ — коэффициент уноса золы, принимаемый по данным [56].

Учитывая то обстоятельство, что расчет теплообмена в топке производится при значениях определяющих параметров, отнесенных к температуре газов на выходе из топки, формулы (3-12) и (3-17) можно упростить, представив их в виде

$$\tau_{зл}^{a} = \frac{4,1}{\sqrt[3]{\bar{x}_{зл}^{2} T^{2}}} \left[1 - \frac{b_2}{1 + 30 \cdot 10^3 (\mu_{зл}^{STP} L)^{-2}}\right] \mu_{зл}^{STP} L; \qquad (3\text{-}21)$$

$$\tau_{к}^{a} = \frac{10}{\sqrt[3]{\bar{x}_{к}^{2} T^{2}}} \mu_{к}^{STP} L. \qquad (3\text{-}22)$$

При этом погрешность в расчете величин $\tau_{зл}^{a}$ и $\tau_{к}^{a}$ по формулам (3-21) и (3-22) по сравнению с расчетом по (3-12) и (3-17) не превышает 5 %.

При расчетах теплообмена в топках обычно используются две основополагающие характеристики топочного излучения: степень черноты топки и степень черноты факела. Спектральная степень черноты топки определяется как отношение спектральной интенсивности падающего излучения к спектральной интенсивности излучения абсолютно черного тела при одинаковых значениях длины волны излучения λ и температуры факела $T_{ф}$:

$$\varepsilon_{т}(\lambda) = \frac{I_{пад}(\lambda)}{I_0(\lambda)} = \frac{I_{пад}(\lambda)}{c_1} \lambda^5 \left(e^{c_2/(\lambda T_{ф})} - 1\right). \qquad (3\text{-}23)$$

Аналогичным образом определяется также интегральная степень черноты топки для излучения в полном спектре при одинаковых значениях температуры факела и абсолютно черного тела:

$$\varepsilon_{т} = \frac{\int\limits_0^\infty I_{пад}(\lambda)\, d\lambda}{\int\limits_0^\infty I_0(\lambda)\, d\lambda} = \frac{q_{пад}}{\sigma_0 T_{ф}^4}. \qquad (3\text{-}24)$$

В отличие от величин $\varepsilon_{т}(\lambda)$ и $\varepsilon_{т}$ спектральная и интегральная степени черноты факела определяются не по значению потока падающего излучения, а по значению потока собственного излучения факела:

$$\varepsilon_{ф}(\lambda) = \frac{I_{ф}(\lambda)}{I_0(\lambda)} = \frac{I_{ф}(\lambda)}{c_1} \lambda^5 \left(e^{c_2/(\lambda T_{ф})} - 1\right); \qquad (3\text{-}25)$$

$$\varepsilon_{ф} = \frac{\int\limits_0^\infty I_{ф}(\lambda)\, d\lambda}{\int\limits_0^\infty I_0(\lambda)\, d\lambda} = \frac{q_{ф}}{\sigma_0 T_{ф}^4}. \qquad (3\text{-}26)$$

Приведенные формулы определяют степень черноты топки в зависимости от величин $I_{пад}(\lambda)$ и $q_{пад}$, отнесенных к площади

поверхности стен топки $F_{ст}$. Степень черноты топки можно найти также в зависимости от потока результирующего излучения $Q_{рез}$, отнесенного к площади эффективной радиационной поверхности нагрева $H_{рад}$. Учитывая, что $Q_{рез}/H_{рад} = Q_{пад}/F_{ст}$, в обоих случаях приходим к одинаковым численным значениям $\varepsilon_т$.

Как уже отмечалось выше, степень черноты факела определяется собственным излучением топочных газов и содержащихся в них твердых частиц золы и кокса для пылеугольного пламени и частиц сажи для газомазутного пламени. Для определения спектральной степени черноты твердой дисперсной фазы пламени можно воспользоваться приведенными ниже опытными данными о спектральной интенсивности потока падающего излучения. По результатам измерений на отдельных участках спектра, где топочные газы CO_2 и H_2O не излучают (эти участки были указаны ранее, в § 1-1), можно получить необходимую информацию о собственном излучении твердой дисперсной фазы факела. При этом для пламени достаточно больших размеров, когда влиянием эффективного излучения стенки можно пренебречь, поток падающего излучения может быть связан лишь с собственным излучением твердой дисперсной фазы факела. Учитывая непрерывный характер спектра излучения этой фазы факела, по данным измерений в «окнах» прозрачности CO_2 и H_2O несложно определить спектральное распределение интенсивности излучения частиц во всей интересующей нас области спектра. По этим данным, естественно, можно найти спектральную степень черноты твердой дисперсной фазы факела

$$\varepsilon_п(\lambda) = \frac{I_п(\lambda)}{I_0(\lambda)} = \frac{I_п(\lambda)}{c_1}\lambda^5\left(e^{c_2/(\lambda T_ф)} - 1\right) \qquad (3\text{-}27)$$

и интегральную степень черноты

$$\varepsilon_п = \frac{\int_0^\infty I_п(\lambda)\,d\lambda}{\sigma_0 T_ф^4}. \qquad (3\text{-}28)$$

Специально заметим, что эти величины могут быть определены лишь по данным, полученным при измерениях спектральной интенсивности излучения в топках котлоагрегатов, в то время как величины $\varepsilon_т$ и $\varepsilon_ф$ могут быть найдены также по данным интегральных измерений с помощью радиометров.

В случае когда экранирующее влияние факела недостаточно велико и собственным излучением стенки пренебречь нельзя, по результатам измерений величин $I_{пад}(\lambda)$ и $q_{пад}$ можно непосредственно определить лишь степени черноты топки $\varepsilon_т(\lambda)$ и $\varepsilon_т$. Для определения степени черноты факела необходимо дополнительно располагать данными о температуре $T_{зл}$ и степени черноты $\varepsilon_{зл}$ загрязненной поверхности экранных труб. В этом случае, учитывая, что эффективное излучение стенки

$$q_{ст.эф} = \sigma_0 \varepsilon_{зл} T_{зл}^4 + (1 - \varepsilon_{зл}) q_{пад}, \qquad (3\text{-}29)$$

можем написать для условий локального термодинамического равновесия

$$\varepsilon_ф = \frac{1/(\sigma_0 T^4_{зл}) - 1/q_{пад}}{\dfrac{1}{\sigma_0 T^4_{зл}} - \dfrac{1}{q_{пад}} - \dfrac{1}{\varepsilon_{зл}}\left[\dfrac{1}{\sigma_0 T^4_{зл}} - \dfrac{1}{q_{пад}}\left(\dfrac{T_ф}{T_{зл}}\right)^4\right]}. \quad (3\text{-}30)$$

Формула (3-30) связывает степень черноты факела с температурами пламени и загрязненной поверхности экранных труб, их степенью черноты и плотностью потока падающего излучения.

В расчетах теплообмена излучением широко используется коэффициент тепловой эффективности экранов, который определяется как соотношение между потоками результирующего и падающего излучения:

$$\psi = 1 - \frac{q_{ст.\,эф}}{q_{пад}} = \frac{q_{ст.\,рез}}{q_{пад}}. \quad (3\text{-}31)$$

Используя эту величину, выражение для степени черноты факела можно записать в виде

$$\varepsilon_ф = \frac{1}{1 + \dfrac{1}{\psi}\left(\dfrac{\sigma_0 T^4_ф}{q_{пад}} - 1\right)}. \quad (3\text{-}32)$$

Формулу (3-32) можно использовать для определения степени черноты факела по результатам измерений величины $q_{пад}$, когда достаточно точно известна величина ψ.

Зная величину ψ, можно записать выражение для потока падающего излучения в виде

$$q_{пад} = q_ф + (1 - \varepsilon_ф)(1 - \psi)\, q_{пад}.$$

Из этой зависимости, в частности, вытекает известная формула

$$\varepsilon_т = \frac{\varepsilon_ф}{\varepsilon_ф + (1 - \varepsilon_ф)\psi}, \quad (3\text{-}33)$$

которая используется для расчета степени черноты топки в нормативном методе теплового расчета котельных агрегатов [56].

Заметим, что коэффициент тепловой эффективности экранов связан с их степенью черноты $\varepsilon_{зл}$ и температурой $T_{зл}$ известной [36] зависимостью

$$\psi = \varepsilon_{зл}\left(1 - \frac{\sigma_0 T^4_{зл}}{q_{пад}}\right). \quad (3\text{-}34)$$

Для определения спектральной степени черноты факела по данным измерений спектральной интенсивности падающего излучения

$I_{пад}(\lambda)$ несложно получить формулу вида

$$\varepsilon_ф(\lambda) = \frac{1/I_0(\lambda,\ T_{зл}) - 1/I_{пад}(\lambda)}{\dfrac{1}{I_0(\lambda,\ T_{зл})} - \dfrac{1}{I_{пад}(\lambda)} - \dfrac{1}{\varepsilon_{зл}(\lambda)}\left[\dfrac{1}{I_0(\lambda,\ T_{зл})} - \dfrac{1}{I_{пад}(\lambda)}\,\dfrac{I_0(\lambda,\ T_ф)}{I_0(\lambda,\ T_{зл})}\right]}, \qquad (3\text{-}35)$$

где

$$I_0(\lambda,\ T_ф) = c_1\lambda^{-5}\left(e^{c_2/(\lambda T_ф)} - 1\right)^{-1};$$

$$I_0(\lambda,\ T_{зл}) = c_1\lambda^{-5}\left(e^{c_2/(\lambda T_{зл})} - 1\right)^{-1}.$$

Как и следовало ожидать, формулы (3-30) и (3-32) непосредственно переходят в (3-26), когда влиянием излучения стенки на поток падающего излучения можно пренебречь ($T_{зл} = 0$; $\varepsilon_{зл} = 1$ и $\psi = 1$). При этих условиях формула (3-35) для спектральной степени черноты факела переходит в формулу (3-25).

3-4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЫЛЕУГОЛЬНОЙ ТОПКИ

Ниже приводятся данные о характеристиках теплового излучения топки при сжигании угольной пыли. На рис. 3-15 приведены схемы топочных камер, для которых эти характеристики были установлены в опытах ЦКТИ имени И. И. Ползунова.

Опыты на котлоагрегате БКЗ-320-140 ПТ-5 проводились при сжигании ирша-бородинского и березовского углей. Топка предназначена для работы в режиме жидкого шлакоудаления и имеет тепловое напряжение топочного объема при номинальной нагрузке $q_v = 159$ кВт/м^3.

Топка оборудована системой прямого вдувания топлива с пылеконцентраторами инерционного типа. Сушка топлива осуществляется газами, отобранными из верхней части топки, с присадкой холодных газов, которые для этой цели отбираются за дымососом. Камера горения выполнена в виде двух восьмигранных предтопков, соединенных коридором. Каждый предтопок оборудован восьмью прямоточными вертикально-щелевыми горелками, над которыми располагаются сопла сброса. Транспорт пыли осуществляется сушильным агентом.

Характеристики теплового излучения топки исследовались в различных зонах по высоте топочной камеры при различных нагрузках агрегата. На рис. 3-16 показано влияние нагрузки D на интегральную поверхностную плотность потока падающего излучения $q_{пад}$ в различных зонах по высоте H топочной камеры при сжигании ирша-бородинского угля. Как видно из представленных опытных данных, увеличение нагрузки агрегата приводит к увеличению интегральной поверхностной плотности потока падающего излучения $q_{пад}$ во всех зонах по высоте топки по линейной зави-

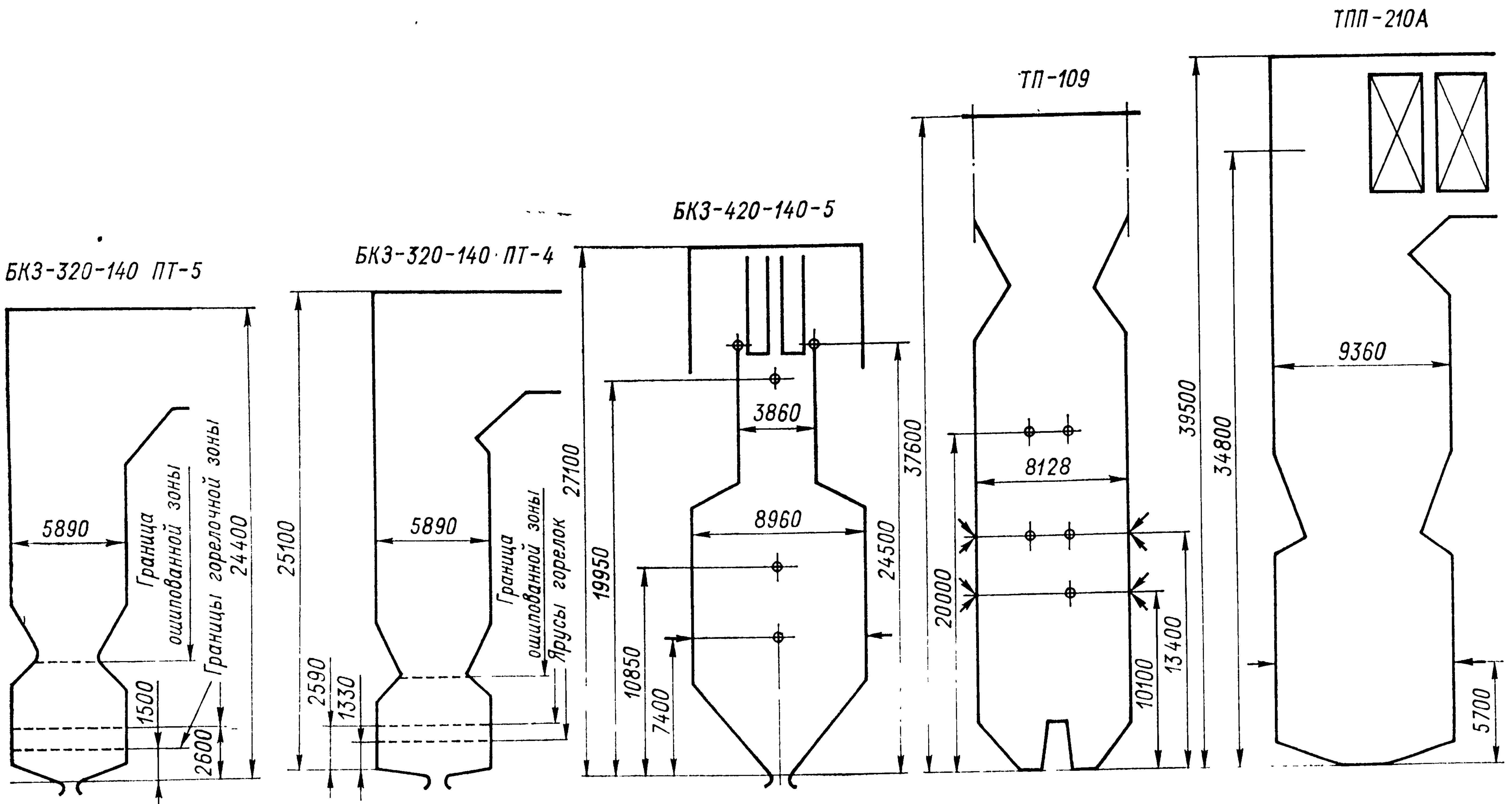


Рис. 3-15. Схемы топочных камер пылеугольных котлоагрегатов

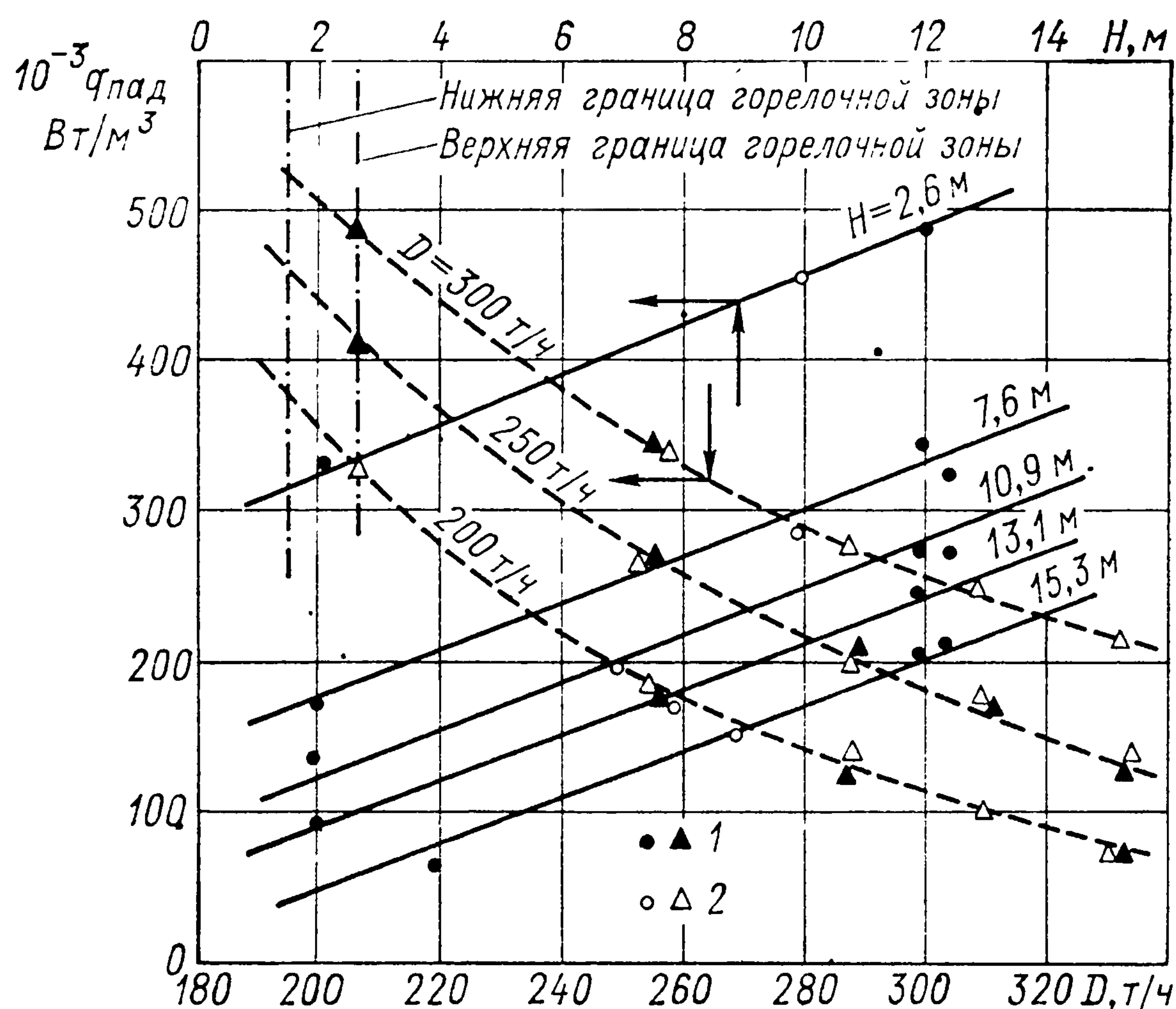


Рис. 3-16. Изменение поверхностной плотности потока падающего излучения по высоте топки и в зависимости от нагрузки агрегата при сжигании ирша-бородинского угля в топке агрегата БКЗ-320-140 ПТ-5

1 — опытные данные интегральных измерений; 2 — расчет по спектральным данным

симости. На этом же рисунке штриховыми кривыми показан характер изменения $q_{пад}$ по высоте топки при трех нагрузках агрегата: 300, 250 и 200 т/ч. Видно, что при заданной постоянной нагрузке D изменение величины $q_{пад}$ по высоте топки имеет нелинейный характер. С понижением нагрузки агрегата неравномерность распределения по высоте топки поверхностной плотности потока падающего излучения возрастает.

На рис. 3-17 приведены данные о спектральной поверхностной плотности потока падающего излучения $q_{пад}(\lambda)$ в различных зонах топки при сжигании ирша-бородинского и березовского углей. Более низкие значения $q_{пад}(\lambda)$ для березовского угля связаны с рядом обстоятельств, которые будут рассмотрены ниже. Для обоих топлив спектральные распределения $q_{пад}(\lambda)$ характеризуются существенной неравномерностью. В областях полос поглощения CO_2 2,7 и 4,3 мкм спектральная поверхностная плотность потока излучения пламени близка к спектральной поверхностной плотности потока излучения абсолютно черного тела при температуре пламени.

Данные о спектральной поверхностной плотности потока излучения твердой дисперсной фазы пламени $q_{п}(\lambda)$ при сжигании ирша-бородинского и березовского углей приведены на рис. 3-18. Видно, что, как и $q_{пад}(\lambda)$, величина $q_{п}(\lambda)$ имеет более высокие значения для ирша-бородинского угля по сравнению с березовским. Спектральные поверхностные плотности потока излучения $q_{пад}(\lambda)$ и $q_{п}(\lambda)$ существенно уменьшаются по мере удаления от зоны расположения горелок в сторону выходного окна топки. Это связано

как со снижением температуры пламени, так и с уменьшением концентрации коксовых частиц.

По данным о величинах $q_{пад}$ (λ) и $q_п$ (λ) несложно определить спектральные степени черноты топочного излучения $\varepsilon_т$ (λ) и твердой дисперсной фазы пламени $\varepsilon_п$ (λ), а также их интегральные значения $\varepsilon_т$ и $\varepsilon_п$. На рис. 3-19 показано, как изменяются величины $\varepsilon_т$ и $\varepsilon_п$ по высоте топки при сжигании ирша-бородинского и березовского углей. Из приведенных данных видно, что для обоих топлив это изменение носит линейный характер при одинаковых значениях $d\varepsilon_т/dH$ и $d\varepsilon_п/dH$. Такое изменение $\varepsilon_т$ и $\varepsilon_п$ подтверждается как данными непосредственных интегральных измерений, так и расчетом по спектральным данным. Здесь также более низкие значения $\varepsilon_т$ и $\varepsilon_п$ являются характерными для пламени березовского угля.

Таким образом, тепловое излучение пламени ирша-бородинского угля характеризуется более высокими значениями $q_{пад}$,

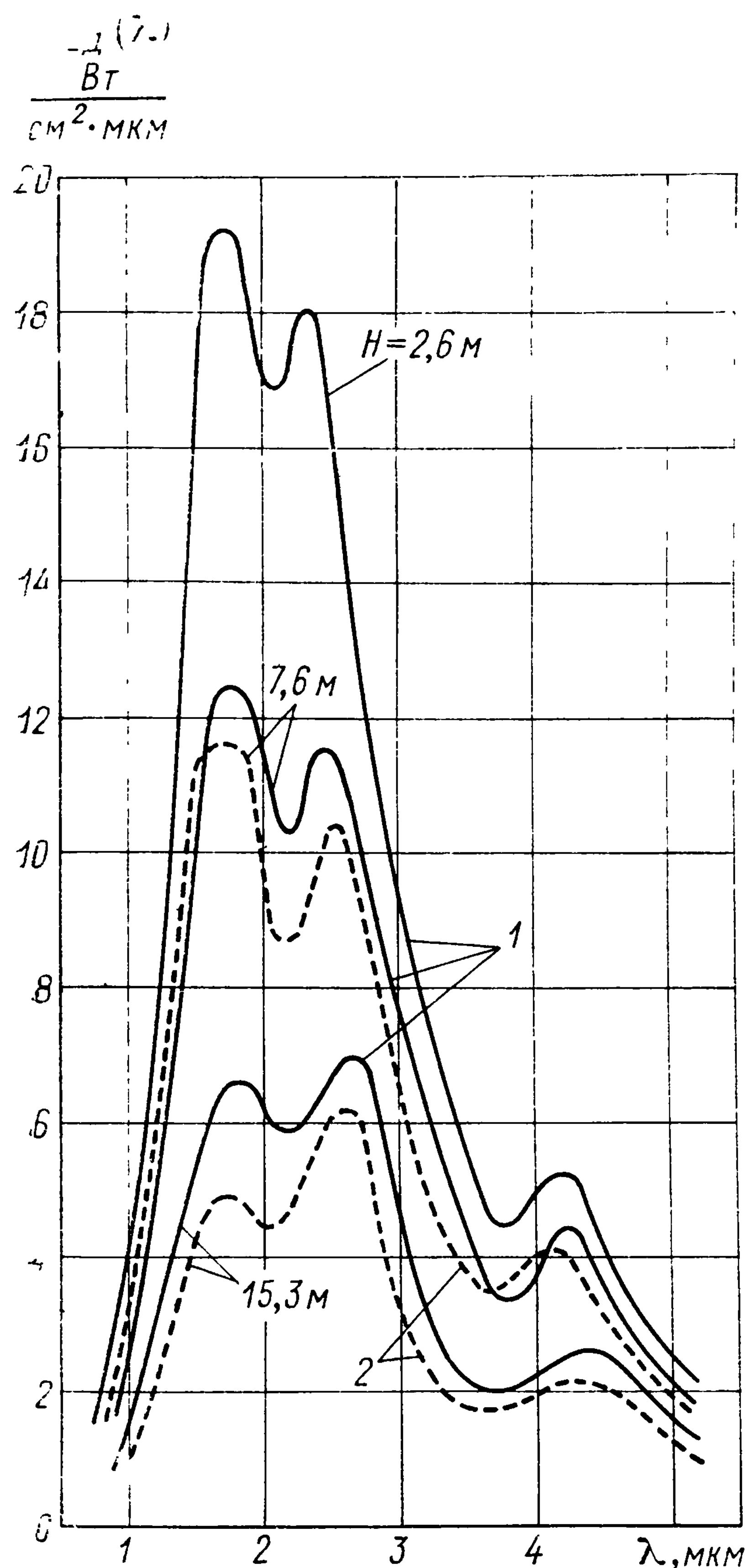


Рис. 3-17. Спектральная поверхностная плотность потока падающего излучения в топке котлоагрегата БКЗ-320-140 ПТ-5 при сжигании ирша-бородинского (*1*) и березовского (*2*) углей

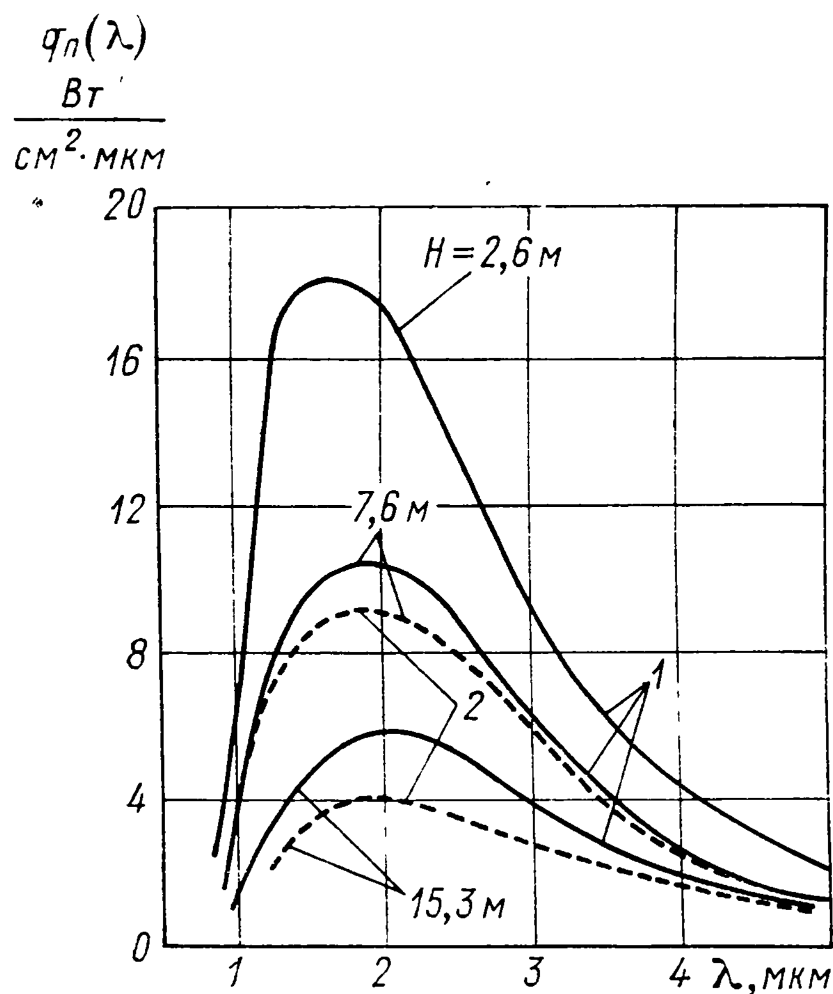


Рис. 3-18. Спектральная поверхностная плотность потока излучения твердой дисперсной фазы пламени в топке котлоагрегата БКЗ-320-140 ПТ-5 при сжигании ирша-бородинского (кривая *1* при $D = 270 \ldots 280$ т/ч; $\alpha = 1,33$) и березовского (кривая *2* при $D = 280 \ldots 290$ т/ч; $\alpha = 1,26$) углей

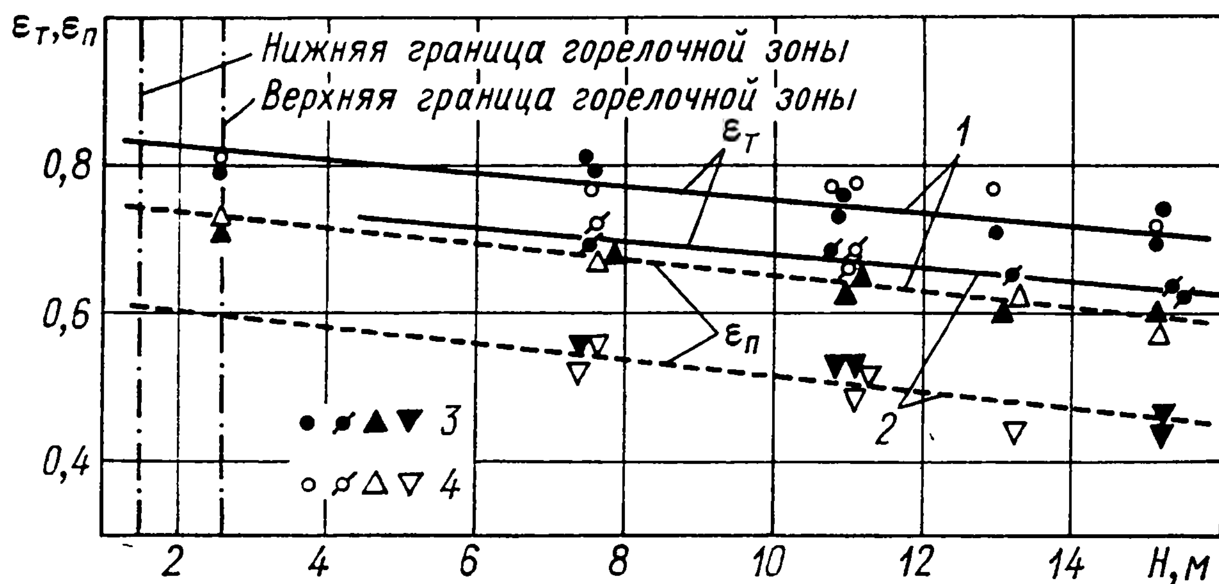


Рис. 3-19. Интегральные степени черноты топки $\varepsilon_т$ и твердой дисперсной фазы пламени $\varepsilon_п$ при сжигании ирша-бородинского (1) и березовского (2) углей в топке котлоагрегата БКЗ-320-140 ПТ-5 при $D = 300$ т/ч и $\alpha = 1{,}33 \ldots 1{,}38$

3 — данные интегральных измерений; 4 — расчет по спектральным данным

$q_{пад}(\lambda)$ и $q_п$, $q_п(\lambda)$; $\varepsilon_т$, $\varepsilon_т(\lambda)$ и $\varepsilon_п$, $\varepsilon_п(\lambda)$ по сравнению с пламенем березовского угля. Пламя ирша-бородинского угля является более мощным источником теплового излучения, чем пламя березовского угля. Различия эти не очень велики, но их все же следует учитывать при расчетах и анализе условий протекания топочного процесса.

Более высокие значения радиационных характеристик пламени ирша-бородинского угля по сравнению с пламенем березовского угля могут быть объяснены влиянием ряда факторов, определяющих тепловое излучение пламени. Важнейшими из них являются концентрация золы в факеле и температура пламени. По данным анализа топлива в рассматриваемых опытах зольность ирша-бородинского угля на рабочую массу примерно в два раза превосходила зольность березовского угля. Пламя ирша-бородинского угля отличалось также несколько более высокой температурой во всех зонах по высоте топочной камеры.

Существенные различия имеются в оптических свойствах золы ирша-бородинского и березовского углей, связанные с различным содержанием в золе оксида кремния и оксидов щелочных металлов. Как видно из табл. 3-2 и 3-3, в существенной для теплообмена в топках области длин волн теплового излучения пламени показатель поглощения $\varkappa$ для золовых частиц пламени ирша-бородинского угля заметно превышает показатель поглощения для частиц золы в пламени березовского угля. При этом следует обратить внимание на то обстоятельство, что содержание SiO_2 в золе ирша-бородинского угля (SiO_2 — 49 %) более чем в два раза превосходит содержание SiO_2 в золе березовского угля (SiO_2 — 20 %) при значительно меньшем содержании CaO и MgO (в золе ирша-бородинского угля — 30 %, в золе березовского угля — 53 %).

В совокупности влияние всех перечисленных факторов приводит к установленным в опытах различиям в радиационных характеристиках пламени ирша-бородинского и березовского углей. Следует также заметить, что определенные различия имеются также

в значениях коэффициента тепловой эффективности экранов при сжигании указанных углей. Эти различия в основном связаны с разным содержанием в наружных отложениях на экранных трубах оксида железа Fe_2O_3, повышающего плотность отложений. При сжигании березовского угля содержание Fe_2O_3 в отложениях нередко доходит до 80 %. Одновременно с этим на величину ψ влияет также толщина слоя отложений, определяющая совместно с их коэффициентом теплопроводности тепловое сопротивление слоя.

Опыты на котлоагрегате БКЗ-320-140 ПТ-4 проводились при сжигании березовского угля. Топочная камера с жидким шлакоудалением имеет примерно такие же геометрические и тепловые характеристики, как и топочная камера котлоагрегата БКЗ-320-140 ПТ-5. Основное различие заключается в системе пылеприготовления. В отличие от котлоагрегата БКЗ-320-140 ПТ-5 здесь используется индивидуальная разомкнутая система пылеприготовления. Расположение горелок двухъярусное по тангенциальной схеме. Сушка топлива производится топочными газами, отбираемыми до и после водяного экономайзера, с присадкой уходящих газов. Транспорт пыли осуществляется горячим воздухом.

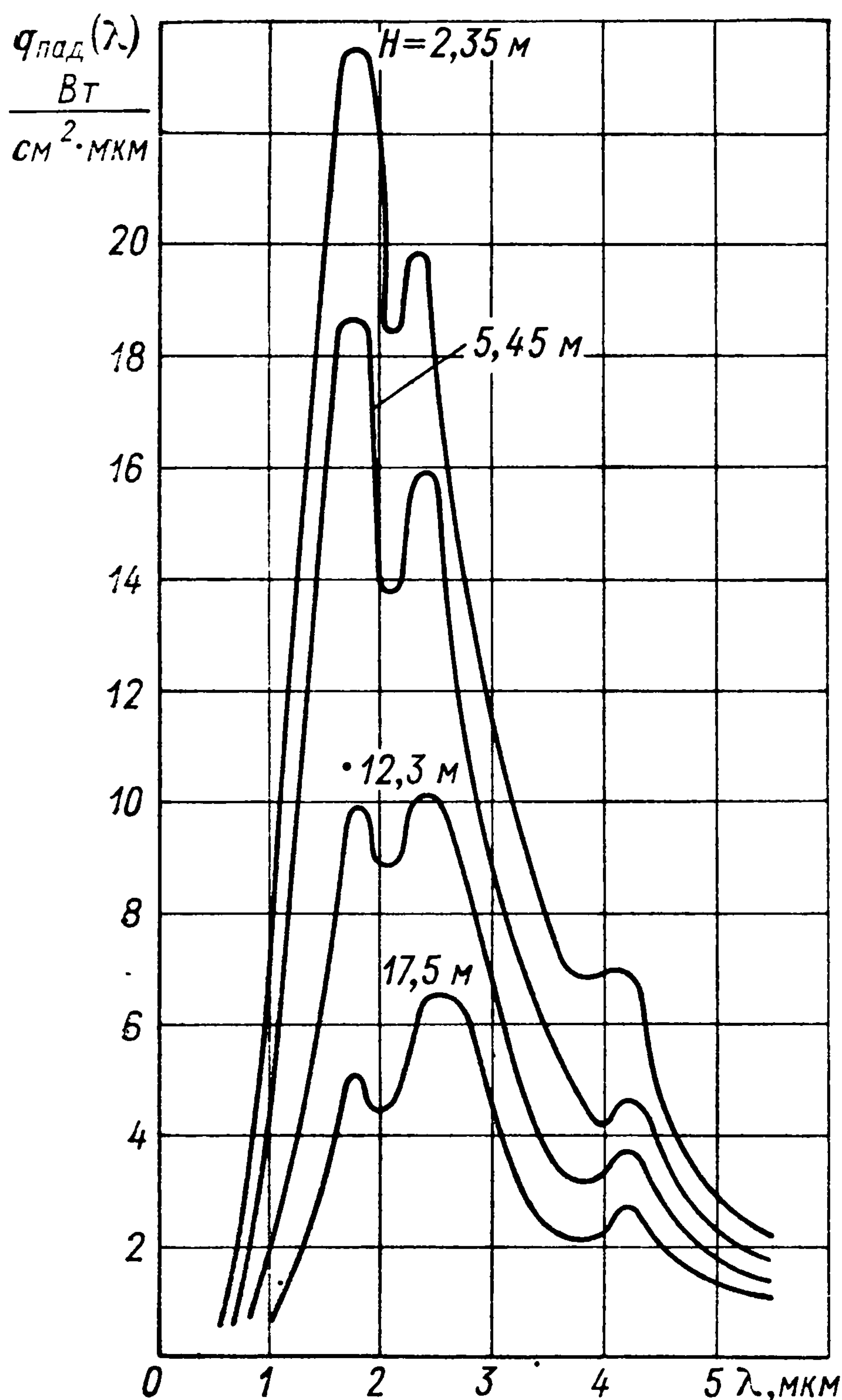


Рис. 3-20. Спектральная поверхностная плотность потока излучения при сжигании березовского угля в топке котлоагрегата БКЗ-320-140 ПТ-4 при нагрузке $D = 300$ т/ч

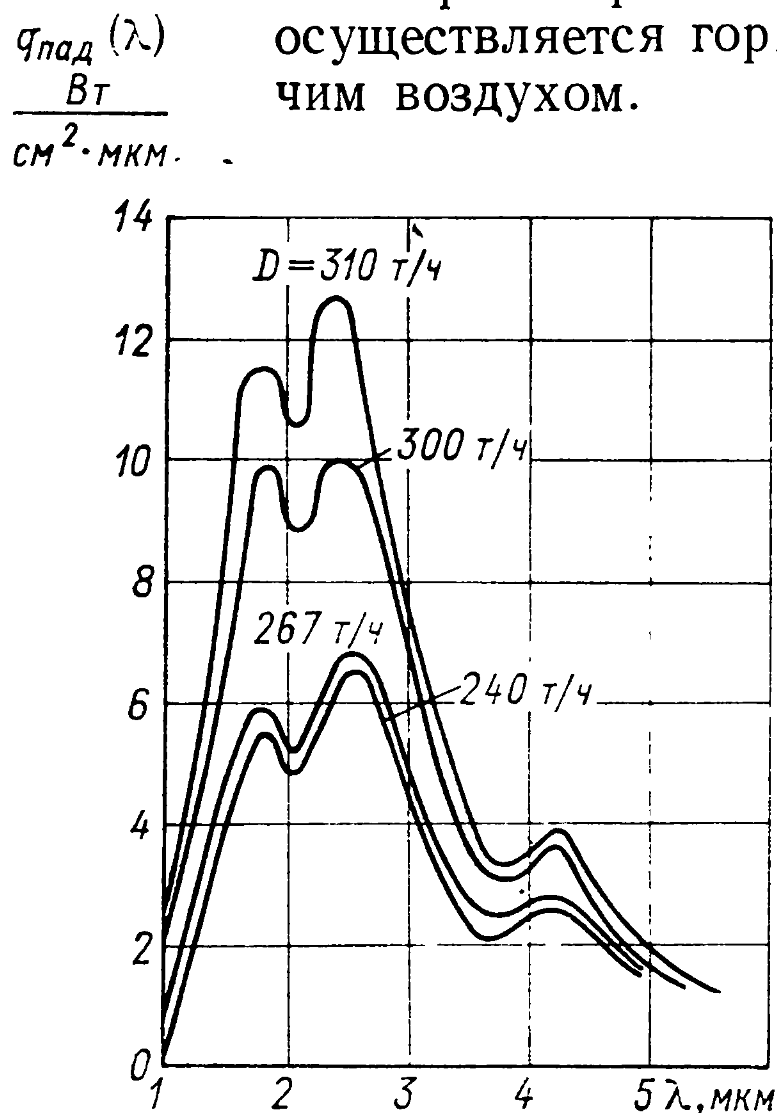


Рис. 3-21. Влияние нагрузки D на спектральную поверхностную плотность потока падающего излучения в зоне $H = 12,3$ м при сжигании березовского угля в топке котлоагрегата БКЗ-320-140 ПТ-4

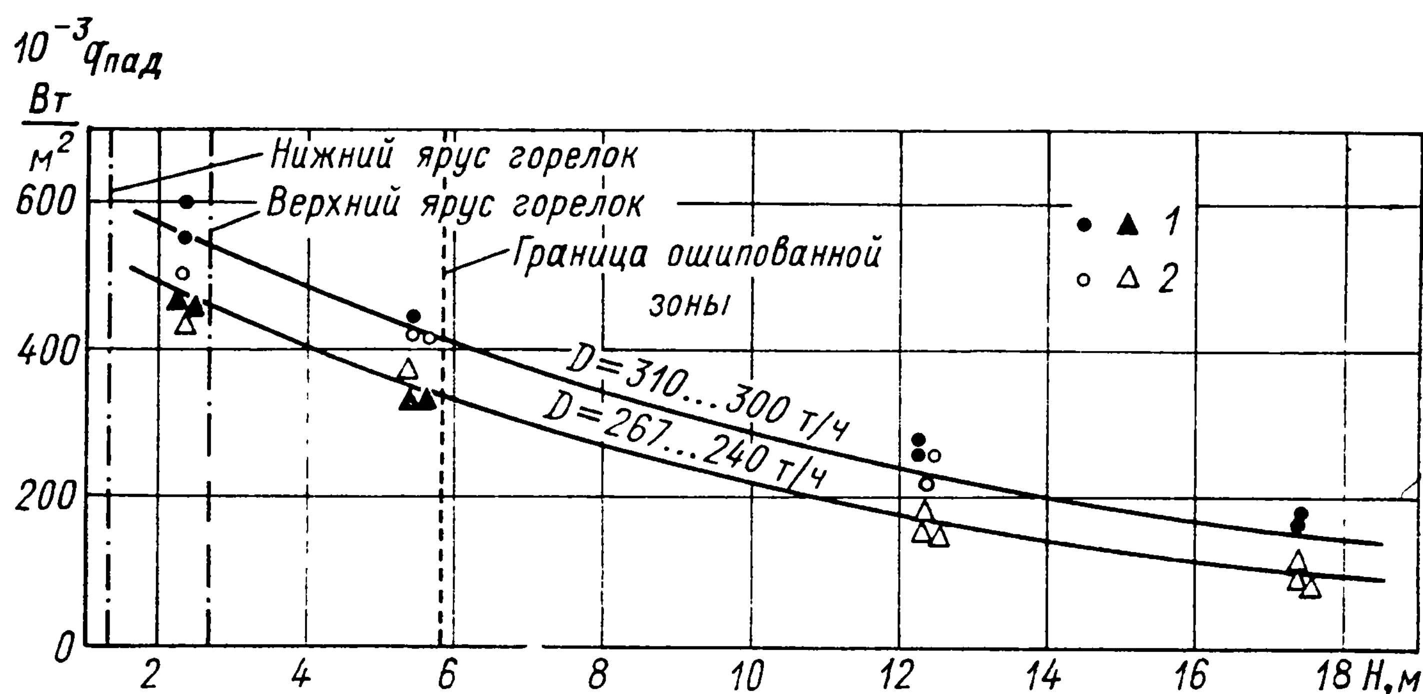


Рис. 3-22. Распределение плотности интегрального потока падающего излучения по высоте топки котлоагрегата БКЗ-320-140 ПТ-4 при сжигании березовского угля

1 — интегральные измерения; *2* — расчет по спектральным данным

На рис. 3-20 и 3-21 приведены опытные данные о спектральной поверхностной плотности потока падающего излучения в топочной камере указанного котлоагрегата при сжигании березовского угля. По сравнению с березовским углем, который сжигался в топке котлоагрегата БКЗ-320-140 ПТ-5, данный уголь характеризуется повышенной зольностью и значительно более высоким содержанием в золе оксидов кальция и магния (до 72 %). Соответственно иными являются и оптические константы золы n и $\varkappa$.

На рис. 3-20 показано, как изменяется по высоте топочной камеры спектральная поверхностная плотность потока падающего излучения $q_{пад}(\lambda)$ при постоянной нагрузке агрегата $D = 300$ т/ч, на рис. 3-21 — изменение величины $q_{пад}(\lambda)$ в зависимости от изменения нагрузки агрегата при $H = 12{,}3$ м.

Изменение по высоте топки поверхностной плотности интегрального потока падающего излучения показано на рис. 3-22 для двух областей значений D. Из рисунка видно, что характер изменения $q_{пад}$ в зависимости от H одинаков для различных нагрузок агрегата.

В соответствии с изменением $q_{пад}(H)$ и температуры пламени $T_ф$ изменяются все его радиационные характеристики: степень черноты топочного излучения $\varepsilon_т$, степени черноты пламени $\varepsilon_ф$ и его твердой дисперсной фазы $\varepsilon_п$, степень черноты газов (CO_2 + + H_2O) $\varepsilon_г$. Изложенное наглядно иллюстрируется данными, приведенными на рис. 3-23.

Сравнивая опытные данные о поверхностных плотностях потоков падающего излучения при сжигании березовского угля в топках котлоагрегатов БКЗ-320-140 ПТ-5 и БКЗ-320-140 ПТ-4, следует заметить, что в топке котлоагрегата БКЗ-320-140 ПТ-4 с разомкнутой системой пылеприготовления спектральная и интегральная поверхностные плотности потоков падающего излучения несколько ниже, чем в топке котлоагрегата БКЗ-320-140 ПТ-5 с прямым вду-

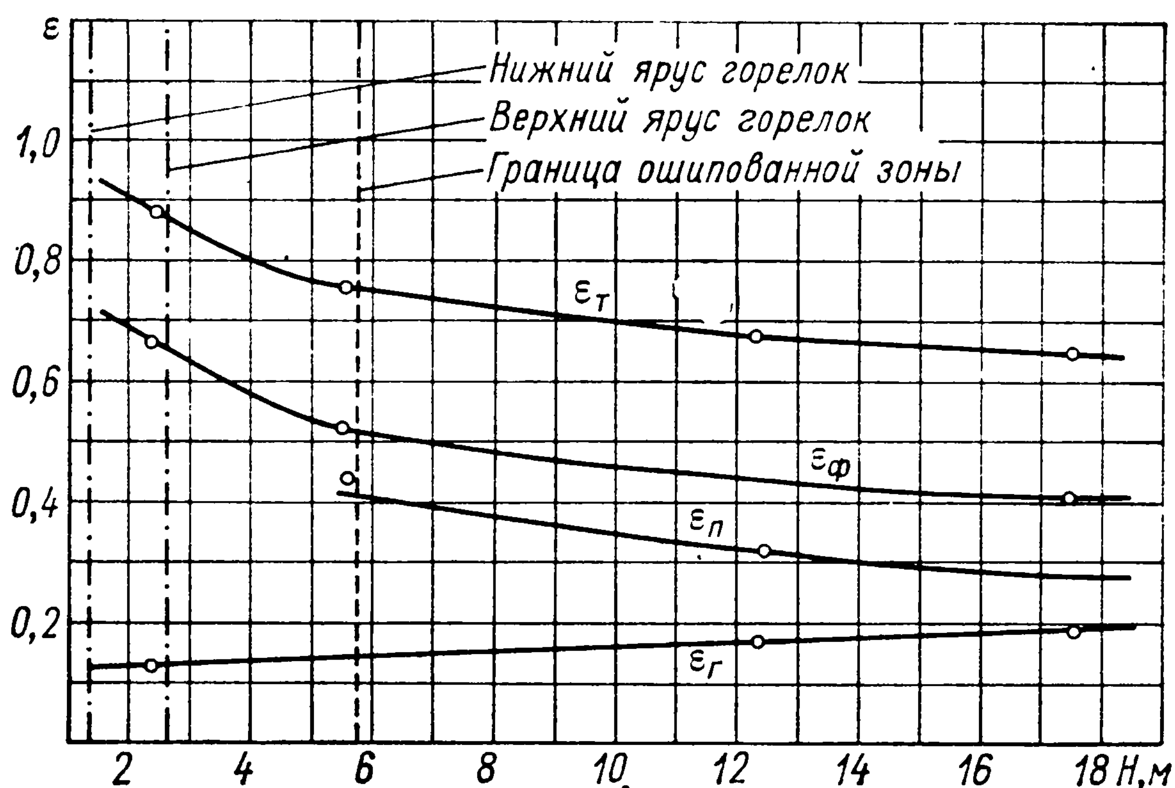


Рис. 3-23. Радиационные характеристики топочного излучения при сжигании березовского угля в топке котлоагрегата БКЗ-320-140 ПТ-4 при нагрузке $D = 300$ т/ч

ванием топлива и пылеконцентратором. Более заметные расхождения наблюдаются в значениях радиационных характеристик топочного излучения. Эти расхождения связаны с некоторыми различиями в температурных полях топок, а также с различиями в концентрациях твердой дисперсной и газовой фаз пылеугольного пламени.

Опыты на котлоагрегате БКЗ-420-140-5 производительностью 420 т/ч проводились при сжигании высокозольного экибастузского каменного угля марки СС. Газоплотная топочная камера с цельносварными экранами и твердым шлакоудалением оборудована восемью двухпоточными пылеугольными горелками, расположенными встречно на боковых стенах в один ярус. Компоновка котла выполнена по Т-образной схеме с опускными, расположенными по бокам топки газоходами, в которых размещаются конвективная часть пароперегревателя и вторая ступень экономайзера. Площадь поперечного сечения верхней части топки в 2,22 раза ниже, чем в нижней части. Котлоагрегат оборудован четырьмя индивидуальными системами пылеприготовления с прямым вдуванием топлива.

Сушка топлива производится горячим воздухом с присадкой слабоподогретого холодного воздуха. Тонкость помола топлива характеризуется величиной $R_{90} = 16$ %.

На рис. 3-24 приведены данные о спектральной поверхностной плотности потока падающего излучения в различных зонах по высоте топки, а также при различных нагрузках агрегата. На основании этих данных, а также данных непосредственных измерений определены значения интегральной плотности потока падающего излучения. В зависимости от H и D они приведены на рис. 3-25. Опытные данные охватывают область нагрузок от несколько повышенной (450 т/ч) до существенно пониженной (300 т/ч). Как и следовало ожидать, увеличение нагрузки агрегата приводит к воз-

растанию плотности потока падающего излучения во всех зонах по высоте топочной камеры.

В соответствии с изменением плотности потока падающего излучения и температурного поля топки изменяется интегральная степень черноты $\varepsilon_т$ в различных зонах топочной камеры. Область этого изменения показана на рис. 3-26. Следует заметить, что приведенные здесь данные относятся к различным режимным условиям работы агрегата как по значению нагрузки D, так и по значениям коэффициента избытка воздуха α. Так, при нагрузке $D = 450$ т/ч коэффициент избытка воздуха α равен 1,24, а при нагрузках 420 и 300 т/ч он составил 1,31. В ряде опытов коэффициент избытка воздуха понижался до 1,17. Определенные колебания имелись также в элементарном составе сжигаемого топлива. Все это, естественно, привело к разбросу опытных данных.

На котлоагрегате ТП-109 паропроизводительностью $D = 670$ т/ч энергоблока 210 МВт исследовались характеристики теплового излучения топки при сжигании кузнецкого каменного угля марки СС и отходов процесса обогащения донецкого каменного угля марки Г. Котел оборудован топкой с твердым шлакоудалением и имеет Т-образную компоновку с двусторонним отводом газов из топки. Топочная камера призматической формы разделена по всей высоте двухсветным экраном, делящим ее на две полутопки — переднюю и заднюю.

Топка оборудована 16 плоскофакельными горелками, расположенными в два яруса на боковых стенах топки с расстоянием между ярусами, равным 3,3 м. Система пылеприготовления — индивидуальная замкнутая с промбункером. Транспортировка и сушка топлива производятся горячим воздухом с присадкой дымовых газов, отбираемых за дымососом. Тепловое напряжение топочного объема $q_v = 116$ кВт/м³.

На рис. 3-27 показано, как изменяется по высоте топки поверхностная плотность интегрального потока падающего излучения $q_{пад}$ при сжигании кузнецкого каменного угля и отходов процесса обогащения донецкого газового угля. Приведенные здесь данные относятся к различным нагрузкам агрегата D и разным значениям коэффициента избытка воздуха α.

Из рисунка видно, что изменение вида топлива не приводит здесь к заметному изменению величины $q_{пад}$. В зоне максимального тепловыделения на уровне расположения горелок плотность потока падающего излучения при сжигании отходов обогащения донецкого газового угля несколько выше, чем при сжигании кузнецкого каменного угля. В то же время изменение нагрузки приводит к существенному изменению величины $q_{пад}$. Правда, при этом заметно изменяется коэффициент избытка воздуха α. При постоянной нагрузке агрегата увеличение α приводит к снижению плотности потока падающего излучения во всех зонах по высоте топочной камеры.

Следует заметить, что при сжигании указанных топлив имеется заметная неравномерность распределения по ширине топки поверх-

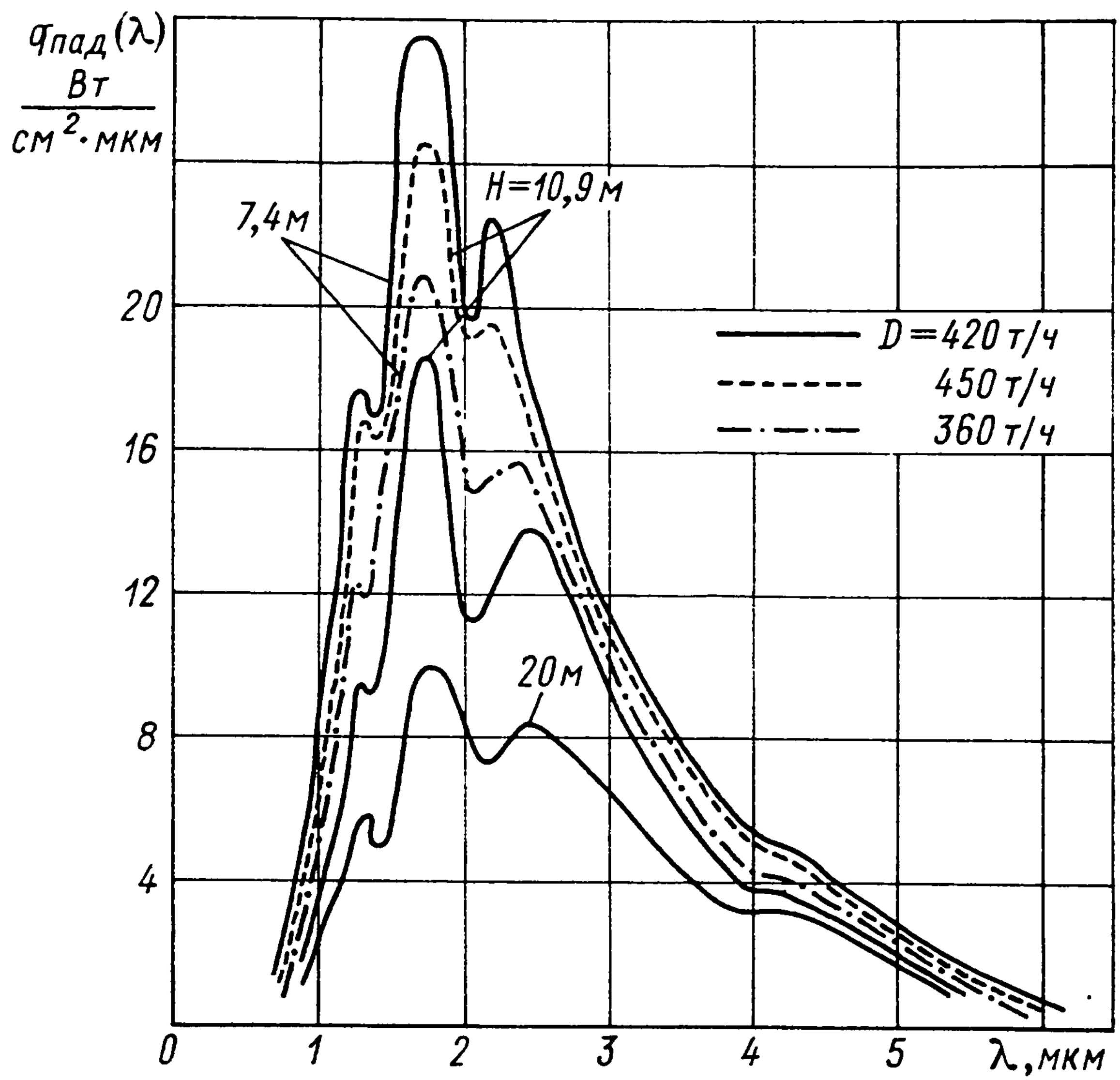


Рис. 3-24. Спектральная поверхностная плотность потока падающего излучения в топке котлоагрегата БКЗ-420-140-5 при сжигании экибастузского угля

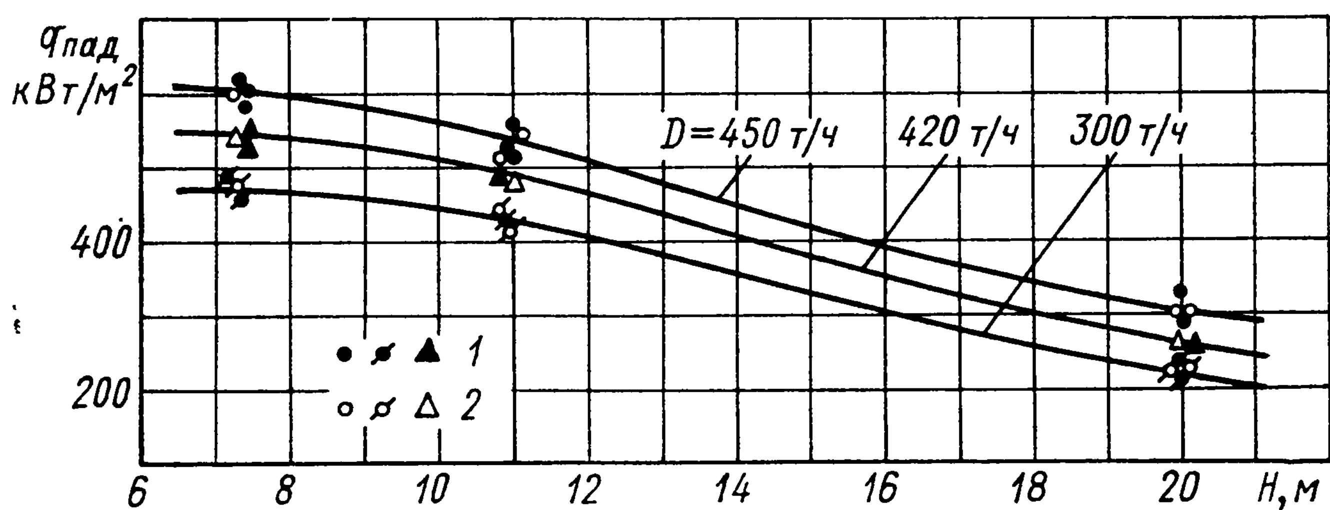


Рис. 3-25. Плотность интегрального потока падающего излучения в топке котлоагрегата БКЗ-420-140-5 в диапазоне нагрузок от 360 до 450 т/ч при сжигании экибастузского угля

1 — данные интегральных измерений; *2* — расчет по спектральным данным

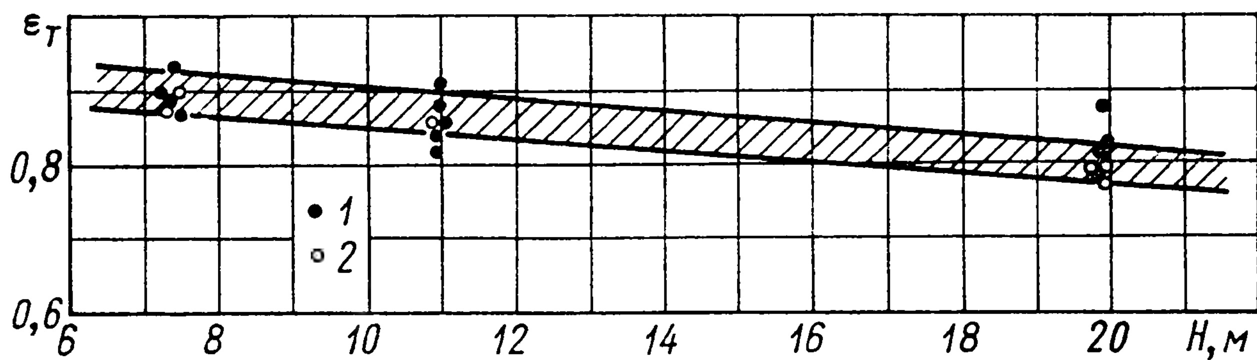


Рис. 3-26. Интегральная степень черноты топочного излучения при сжигании экибастузского угля в топке котлоагрегата БКЗ-420-140-5

1 — данные интегральных измерений; *2* — расчет по спектральным данным

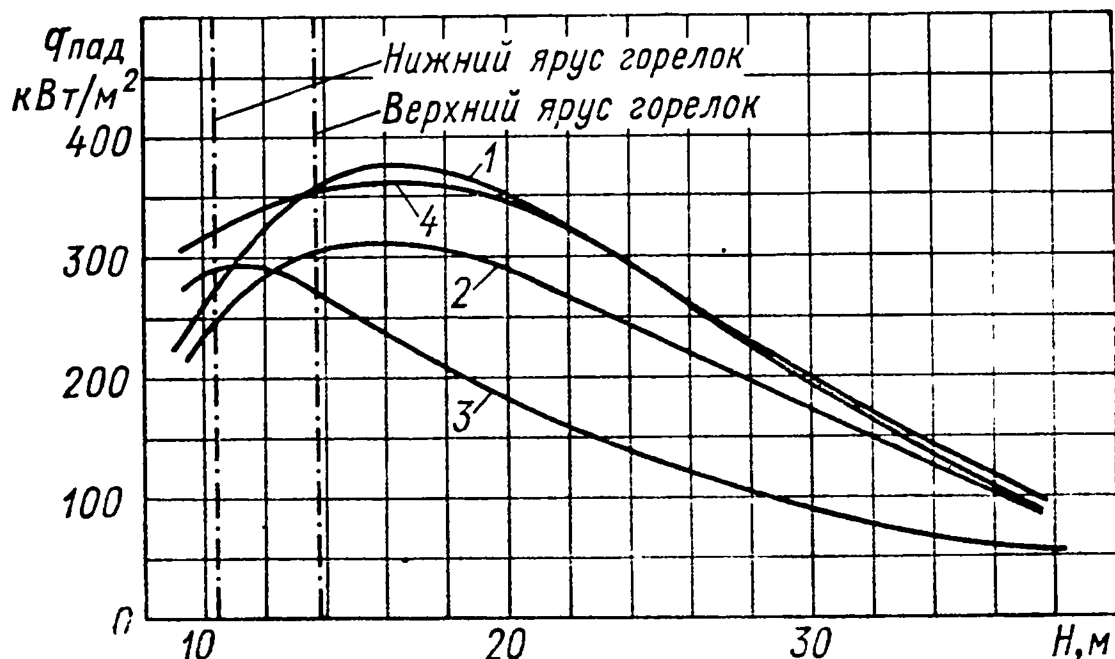


Рис. 3-27. Плотность интегрального потока падающего излучения в топке котлоагрегатов ТП-109

Кузнецкий каменный уголь: *1* — $N = 210$ МВт; $\alpha = 1{,}33$; *2* — $N = 210$ МВт; $\alpha = 1{,}42$; *3* — $N = 90$ МВт; $\alpha = 1{,}70$. Отходы обогащения донецкого газового угля: *4* — $N = 210$ МВт; $\alpha = 1{,}33$

ностной плотности потока падающего излучения, особенно в зоне максимального тепловыделения. При номинальной нагрузке агрегата в центральной части стен, на уровне нижнего яруса горелок $q_{пад} = 250 \ldots 260$ кВт/м², в то время как по углам топки $q_{пад} = 120 \ldots 190$ кВт/м². В зоне верхнего яруса горелок, в центральной части стен $q_{пад} = 280 \ldots 360$ кВт/м², а по углам $q_{пад} = 200$ кВт/м².

По мере удаления от зоны максимального тепловыделения поля становятся более однородными.

Радиационные характеристики топочного излучения для различных зон топки приведены на рис. 3-28. Здесь показано, как изменяются по высоте топки при номинальной нагрузке интегральные степени черноты топки $\varepsilon_т$ и пламени $\varepsilon_ф$, а также твердой дисперсной и газовой фаз факела $\varepsilon_п$ и $\varepsilon_г$. Из рисунка видно, что более высокие значения всех этих радиационных характеристик в зонах, расположенных выше уровня горелок, наблюдаются при сжигании кузнецкого каменного угля, обладающего более высокой теплотворной способностью по сравнению с отходами обогащения донец-

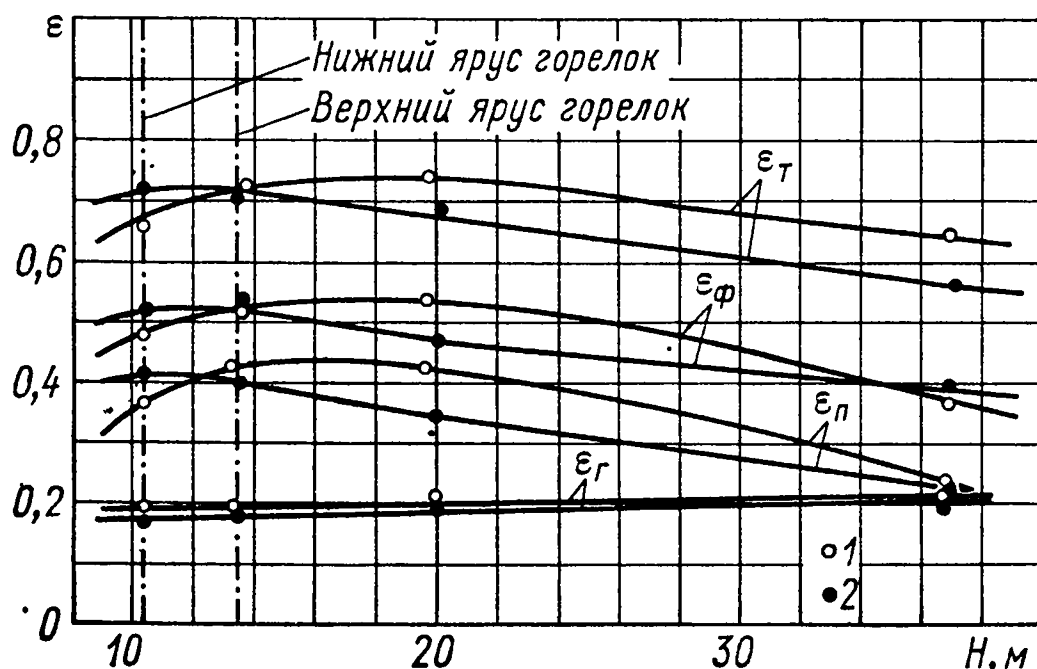


Рис. 3-28. Радиационные характеристики топочного излучения котлоагрегата ТП-109

1 — кузнецкий каменный уголь; *2* — отходы обогащения донецкого газового угля

кого газового угля. В зоне ядра горения значения указанных характеристик примерно одинаковы для обоих топлив. На уровне нижнего яруса горелок более высокими значениями радиационных характеристик обладает пламя, образующееся при сжигании отходов обогащения донецкого газового угля, имеющего по сравнению с кузнецким углем повышенный выход летучих.

Заметим, что приведенные на рис. 3-28 и всех других рисунках величины $\varepsilon_ф$ и $\varepsilon_п$ относятся к нормативным значениям коэффициента тепловой эффективности экранов.

В опытах на котлоагрегате ТПП-210А, оборудованном топкой с жидким шлакоудалением, исследовалась интегральная поглощательная способность пламени при сжигании донецкого тощего угля с зольностью $A^р = 25$ %.

В отличие от приведенных выше опытов по исследованию степени черноты пламени здесь непосредственно изучалось пропускание пламенем излучения вспомогательного источника. По этим данным определялась интегральная поглощательная способность пламени $a_ф$. В основу методики измерений был положен известный метод Шмидта.

Использование этого метода для послойных измерений дало возможность определить интегральную оптическую толщину слоя $\tau_ф^a = -\ln(1 - a_ф)$ в различных зонах по глубине топочной камеры. Как показали проведенные опыты, оптическая толщина слоя $\tau_ф^a$ сравнительно мало изменяется по толщине слоя пламени и может быть принята постоянной в каждой из элементарных зон по высоте топки. Наибольших значений оптическая толщина слоя $\tau_ф^a$ достигает в зоне ядра факела на уровне расположения горелок. Она уменьшается в направлении к выходному окну топки.

Основное влияние на $\tau_ф^a$ оказывает температурный уровень топочной камеры. Именно с этим связано то обстоятельство, что для условий жидкого шлакоудаления характерными являются более высокие, чем для твердого шлакоудаления, значения оптической толщины слоя $\tau_ф^a$. В соответствии с изменением $\tau_ф^a$ изменяется и поглощательная способность пламени $a_ф$.

Опыты, результаты которых изложены выше, не ставили своей целью детальное исследование тонкой спектральной структуры пламени. Их основная цель заключалась в определении энергетических характеристик теплового излучения пламени в ряде сравнительно широких спектральных интервалов, существенных для условий теплообмена в топках. Это же относится и к газомазутным топкам, результаты исследований которых приводятся в следующей главе.

3-5. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КОТЛА-УТИЛИЗАТОРА

Водотрубный котел-утилизатор КС-ВТКУ, характеристики теплового излучения которого приводятся ниже, предназначен для работы на обжиговом газе, образующемся в печи кипящего слоя при

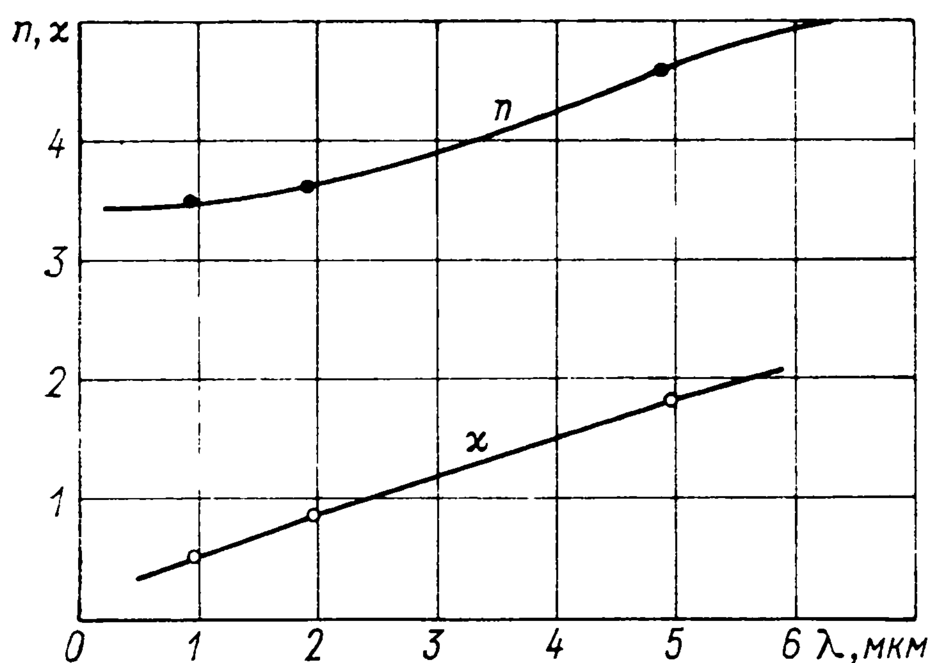


Рис. 3-29. Дисперсия показателей преломления $n(\lambda)$ и поглощения $\varkappa(\lambda)$ для частиц огарка

обжиге серного колчедана. Этот газ в основном состоит из двуоксида серы SO_2 и водяного пара H_2O и содержит большое число частиц огарковой пыли.

Ввиду небольшой скорости газового потока основным видом теплообмена в котле-утилизаторе является теплообмен излучением между запыленным газовым потоком и тепловоспринимающими поверхностями экранов. Интенсивность теплообмена в значительной мере зависит от радиационных свойств обжигового газа, которые, в свою очередь, определяются радиационными свойствами SO_2, H_2O и частиц огарковой пыли. Радиационные свойства последних зависят от оптических свойств частиц, определяемых их комплексным показателем преломления. На рис. 3-29 приведены данные о дисперсии показателей преломления $n(\lambda)$ и поглощения $\varkappa(\lambda)$ частиц огарка, на основании которых несложно рассчитать факторы ослабления, поглощения и рассеяния. Исходными данными для таких расчетов являются данные о дисперсном составе частиц огарка в обжиговом газе. По данным специальных измерений в стационарных условиях работы агрегата удельная поверхность огарковой пыли $F = 0{,}055$ м^2/г, а средний диаметр частиц $x = 27$ мкм.

Спектральная поверхностная плотность потока падающего излучения $q_{\text{пад}}(\lambda)$ в значительной мере зависит от температуры T, концентрации пыли μ и толщины излучающего слоя L. На рис. 3-30 показано, как изменяется величина $q_{\text{пад}}(\lambda)$ в зависимости от произведения μL и температуры потока T. Из рисунка видно, что излучение обжигового газа характеризуется высокой селективностью и существенно изменяется в зависимости от μL и T. Характер спектрального распределения $q_{\text{пад}}(\lambda)$ определяется тепловым излучением трехатомных газов SO_2 и H_2O и частиц огарковой пыли. В этой связи на рисунке штриховыми кривыми показан спектр собственного излучения двуоксида серы SO_2 и водяного пара H_2O. Характерная для огарковой пыли зависимость интегральной поверхностной плотности потока падающего излучения $q_{\text{пад}}$ от произведения μL и температуры T показана на рис. 3-31. Эта зависимость непосредственно связана с зависимостью $q_{\text{пад}}(\lambda)$, представленной на рис. 3-30.

На основании приведенных данных несложно установить интегральную степень черноты потока обжигового газа $\varepsilon_{\text{г+п}}$, связанную со степенями черноты частиц огарка $\varepsilon_{\text{п}}$ и газов (SO_2 и H_2O) $\varepsilon_{\text{г}}$ зависимостью

$$\varepsilon_{\text{г+п}} = 1 - (1 - \varepsilon_{\text{п}})(1 - \varepsilon_{\text{г}}),$$

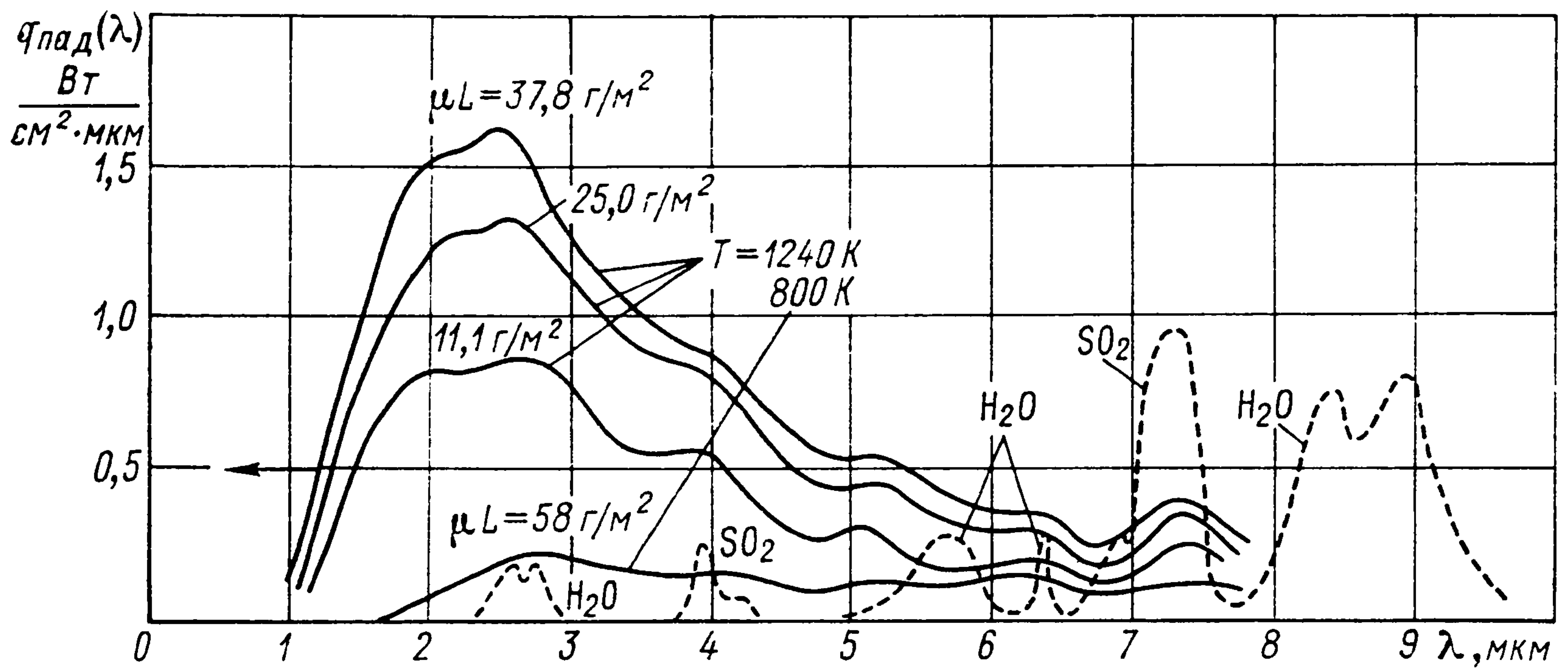


Рис. 3-30. Спектральная поверхностная плотность потока падающего излучения $q_{пад}$ (λ) в котле-утилизаторе КС-ВТКУ

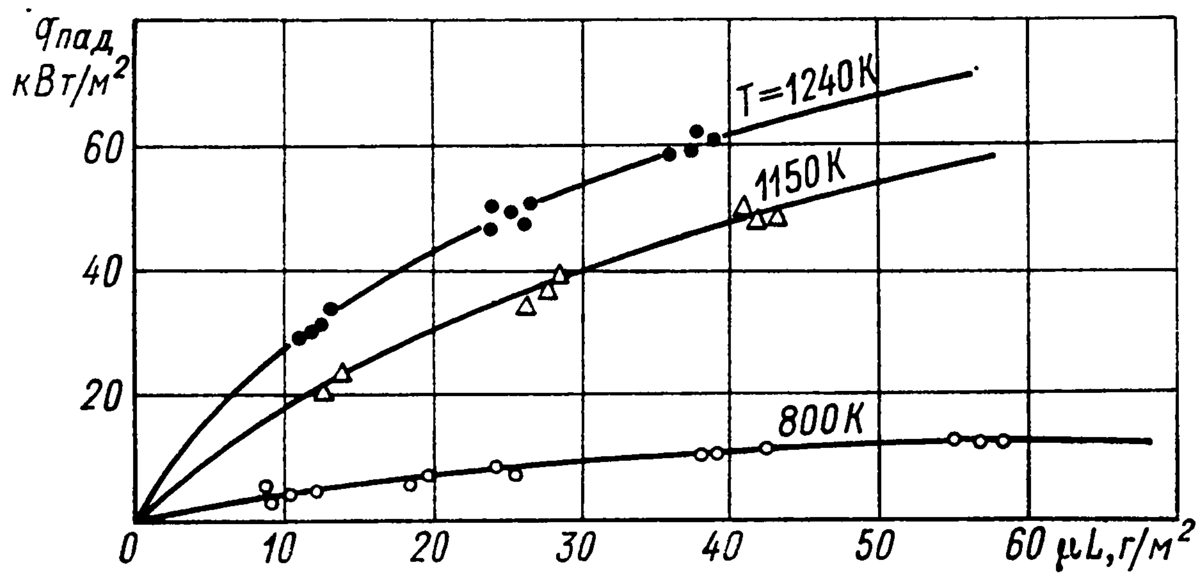


Рис. 3-31. Интегральная поверхностная плотность потока падающего излучения $q_{пад}$ при различных температурах обжигового газа

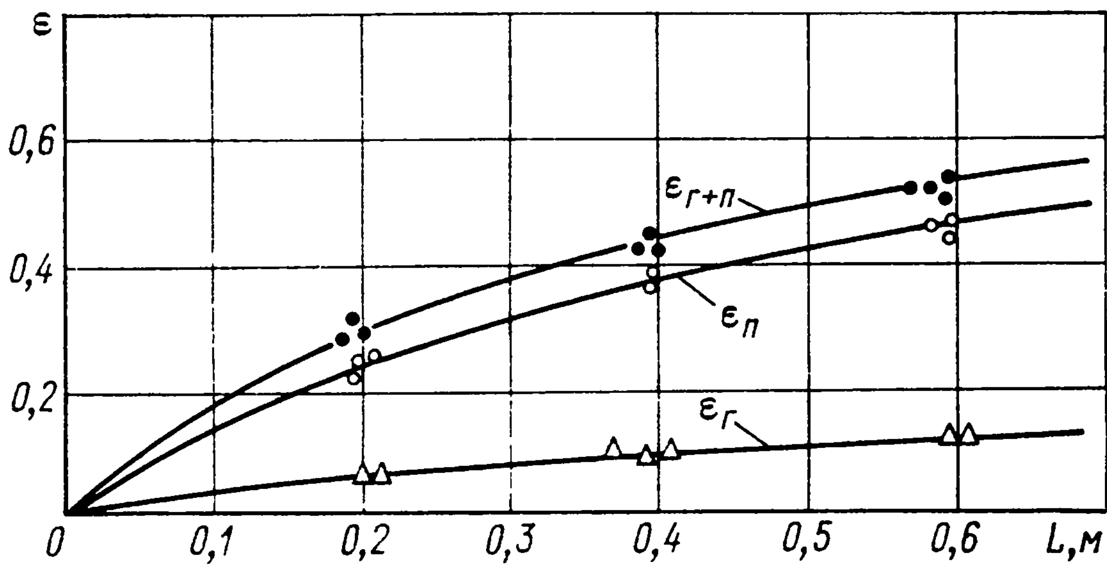


Рис. 3-32. Интегральные степени черноты обжигового газа $\varepsilon_{г+п}$, огарковой пыли $\varepsilon_п$ и трехатомных газов (SO_2 и H_2O) $\varepsilon_г$ при $T = 1200$ К; $\mu = 60$ г/м³; $r_{SO_2} = 0{,}11$ и $r_{H_2O} = 0{,}044$

в которой

$$\varepsilon_г = \varepsilon_{SO_2} + \varepsilon_{H_2O} - \varepsilon_{SO_2}\varepsilon_{H_2O}.$$

На рис. 3-32 показано влияние толщины излучающего слоя L на величины $\varepsilon_{г+п}$, $\varepsilon_п$ и $\varepsilon_г$.

Основной вклад в величину $\varepsilon_{г+п}$ вносит излучение частиц огарковой пыли. Проведенные опыты показали, что в рассматриваемых пределах изменения значения произведения μL (от 10 до 60 г/м^2) закон Бугера—Бера достаточно хорошо описывает радиационные свойства потока частиц огарковой пыли. При этом зависимость оптической толщины слоя от произведения μL аналогична зависимости (3-12) для частиц золы. Этой зависимостью при значениях $b_1 = 2 \cdot 10^3$ (г/м^2)^2 и $b_2 = 0{,}6$ учитывается влияние на интегральную степень черноты $\varepsilon_п$ селективных свойств частиц огарковой пыли.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕТЯЩЕГОСЯ САЖИСТОГО ПЛАМЕНИ МАЗУТА И ГАЗА

4-1. СТРУКТУРА ФАКЕЛА

При сжигании мазута и газа процесс горения сопровождается образованием в факеле мельчайших твердых частиц сажистого углерода, оказывающих сильное влияние на тепловое излучение пламени. Частицы углерода могут образовываться в факеле непосредственно из газовой фазы путем термического разложения углеводородов и полимеризации атомарного углерода. Такой процесс обычно происходит при сжигании газа [16, 30, 54, 55, 84].

При сжигании мазута частицы сажи могут образовываться также путем коксования капель распыленного топлива. На процесс сажеобразования большое влияние оказывают режимные условия сжигания топлива, особенно условия смешения топлива с кислородом воздуха в корне факела, температурные условия сжигания, давление в топочной камере и др.

Факел мазутного или газового пламени представляет собой сложную гетерогенную систему, состоящую из газообразных продуктов полного сгорания CO_2 и H_2O и взвешенных в их потоке частиц сажистого углерода. Трехатомные топочные газы CO_2 и H_2O, как уже отмечалось выше, обладают рядом колебательно-вращательных полос, расположенных в инфракрасной области спектра. Частицы сажи образуют сплошной спектр излучения, охватывающий видимую и инфракрасную области.

Светимость пламени связана с излучением частиц сажи. В зависимости от условий сажеобразования светящаяся часть пламени

может занимать тот или иной объем топочной камеры. При сжигании мазута примерно 50 % топочного объема обычно занято светящейся частью пламени. При сжигании газа светящаяся часть пламени занимает значительно меньший объем топки. В предельном случае идеального смешения топлива с воздухом пламя при сжигании газа может быть несветящимся.

Радиационные свойства газомазутного пламени определяются радиационными свойствами топочных газов (CO_2 и H_2O) и частиц сажистого углерода. Данные о радиационных свойствах газов были приведены выше, в первой главе. В настоящей главе рассматриваются радиационные свойства частиц сажи и факела в целом.

Тепловое излучение сажистых частиц в газомазутном пламени зависит от концентрации частиц, их размеров и оптических свойств. Спектр размеров частиц определяется функцией распределения частиц по размерам, а оптические свойства частиц — комплексным показателем преломления m.

В процессе горения топлива концентрация частиц сажи μ и их распределение по размерам, определяемое функцией $N(x)$, претерпевают определенные изменения по высоте топочной камеры, связанные с выгоранием частиц сажи. Поэтому для расчетов теплообмена в различных зонах топки необходимо обладать данными об изменении величин μ и $N(x)$ по высоте топочной камеры. При этом необходимо учитывать влияние таких важных режимных параметров топочного процесса, как коэффициент избытка воздуха α и степень рециркуляции дымовых газов в топочную камеру r.

Что же касается комплексного показателя преломления частиц сажи, в расчетах необходимо учитывать дисперсию показателя преломления $n(\lambda)$ и показателя поглощения $\varkappa(\lambda)$ в существенной для теплообмена в топках инфракрасной области спектра теплового излучения пламени.

Располагая данными о величинах $n(\lambda)$, $\varkappa(\lambda)$, μ и $N(x)$, можно определить все интересующие нас спектральные и интегральные радиационные характеристики потока частиц сажистого углерода в светящемся пламени мазута и газа. Концентрация же частиц сажи μ и спектр размеров частиц $N(x)$, естественно, должны быть предварительно определены на основании данных экспериментальных исследований.

4-2. КОМПЛЕКСНЫЙ ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЧАСТИЦ САЖИ

Как уже отмечалось выше, оптические константы $n(\lambda)$ и $\varkappa(\lambda)$ являются первичными радиационными характеристиками вещества, определяющими его способность поглощать и рассеивать падающее излучение. Применительно к расчетам теплового излучения светящегося пламени обстоятельное исследование оптических характеристик частиц аморфного углерода было проведено В. Стэллом и Г. Плэссом [87]. В дальнейшем данные [87] были уточнены

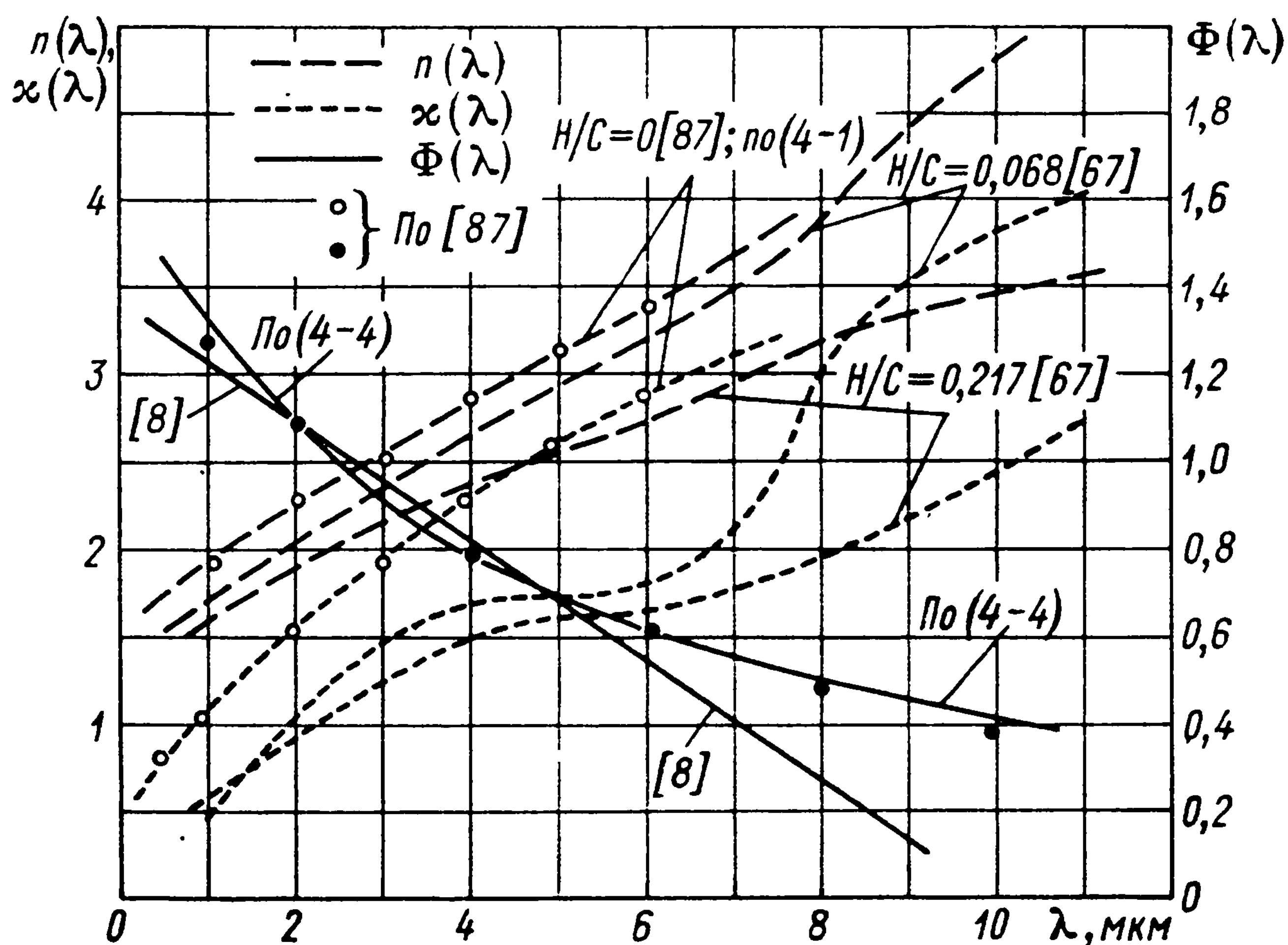


Рис. 4-1. Дисперсия оптических констант n (λ), $\varkappa$ (λ) и функции Φ (λ)

Х. Далзелом и А. Сэрофим [67]. Данные [87] охватывают инфракрасную область спектра до 6 мкм. Данные [67] получены для более широкой области спектра, вплоть до 10 мкм. Эту же область спектра охватывают известные данные П. Фостера и С. Ховарта.

На рис. 4-1 представлены данные [67, 87] о дисперсии оптических констант сажистого углерода n (λ) и $\varkappa$ (λ) при различных значениях атомарного отношения H/C, характеризующего число атомов водорода H, приходящихся на один атом углерода C, как меры содержания ароматических соединений в топливе. Из рисунка видно, что оптические константы сажи n и $\varkappa$ возрастают с увеличением длины волны излучения. При этом более высоким значениям H/C соответствуют более низкие значения величин n и $\varkappa$.

Анализы проб сажи, отобранных из топочной камеры котлоагрегата ТГМП-114, не показали сколь-либо заметного содержания водорода в саже. Для рассматриваемых условий дисперсия оптических констант сажи в области длин волн излучения от 1 до 6 мкм может быть описана зависимостями вида

$$n(\lambda) = 1{,}6 + 0{,}3\lambda; \qquad \varkappa(\lambda) = b\lambda^{0{,}6}, \qquad (4\text{-}1)$$

где численный коэффициент $b = 1$ мкм$^{-0{,}6}$.

При этом комплексный показатель преломления

$$m = 1{,}6 + 0{,}3\lambda - i\lambda^{0{,}6}.$$

Результаты расчетов по выражениям (4-1) хорошо согласуются с опытными данными [87], как это наглядно видно на рис. 4-1.

Формулы (4-1) особенно удобно использовать при расчетах из-

лучения частиц углерода малых размеров. В этом случае, обозначая

$$\Phi(\lambda) = \frac{24n\varkappa}{(n^2 - \varkappa^2 + 2)^2 + 4n^2\varkappa^2} = \frac{M_2(\lambda)}{\pi}, \qquad (4\text{-}2)$$

можем написать

$$K_\lambda^a = \Phi(\lambda)\,\rho. \qquad (4\text{-}3)$$

В соответствии с приведенными выше дисперсионными уравнениями функция

$$\Phi(\lambda) = \frac{1,75}{1 + 0,3\lambda}. \qquad (4\text{-}4)$$

Эта формула распространяется на область спектра теплового излучения до 10 мкм. Она определяет влияние на коэффициент поглощения дисперсии оптических констант сажи. В этой связи на рис. 4-1 наряду с данными о $n(\lambda)$ и $\varkappa(\lambda)$ приведены также данные о дисперсии функции $\Phi(\lambda)$. Из рисунка видно, что формула (4-4) хорошо описывает влияние $n(\lambda)$ и $\varkappa(\lambda)$ на функцию $\Phi(\lambda)$ в соответствии с данными [87].

4-3. СПЕКТРАЛЬНАЯ ПОГЛОЩАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ МОНОДИСПЕРСНОЙ СИСТЕМЫ ЧАСТИЦ УГЛЕРОДА

На основании приведенных данных об оптических константах углерода были проведены расчеты коэффициентов поглощения и рассеяния для частиц различных размеров и разных значений длины волны излучения. На рис. 4-2 приведены данные, показывающие, как изменяются в зависимости от параметра дифракции $\rho = \pi x/\lambda$ и длины волны излучения λ факторы ослабления K_λ,

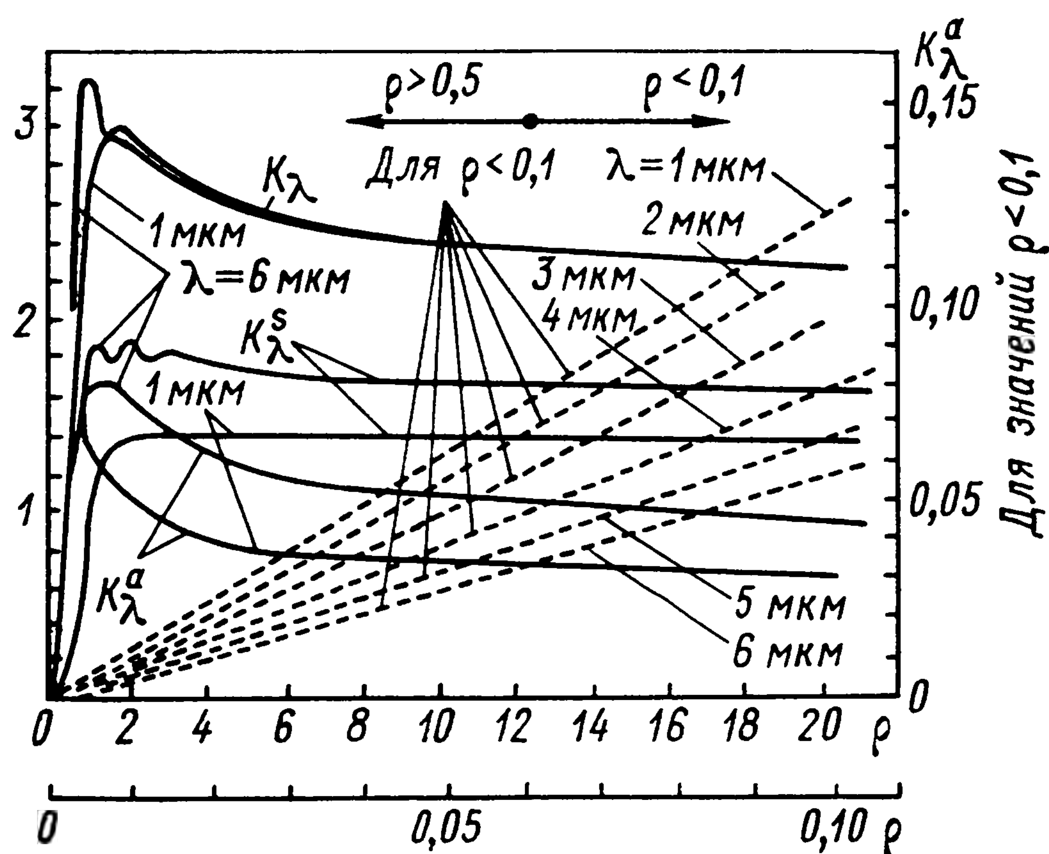


Рис. 4-2. Спектральные факторы ослабления K_λ, поглощения K_λ^a и рассеяния K_λ^s для частиц углерода различных размеров

поглощения K_λ^a и рассеяния K_λ^s. Сплошные кривые относятся к области значений $\rho>1$, а штриховые — к области $\rho<0,1$.

Из рисунка видно, что по мере увеличения параметра ρ зависимость величин K_λ, K_λ^a и K_λ^s от того параметра резко ослабевает. При очень больших ρ фактор ослабления стремится к значению, равному двум, и перестает зависеть как от параметра ρ, так и от длины волны излучения λ. При этом устанавливается определенное соотношение между факторами поглощения и рассеяния.

Максимальные значения факторов K_λ, K_λ^a и K_λ^s достигаются при различных значениях ρ в зависимости от длины волны излучения. Для $\lambda = 1$ мкм они достигаются при $\rho = 2$, а для $\lambda = 6$ мкм — при $\rho = 1$. Влияние длины волны излучения λ на величины K_λ, K_λ^a и K_λ^s при заданных постоянных значениях ρ связано, как уже отмечалось выше, с дисперсией оптических констант углерода, описываемой формулами (4-1).

Для частиц малых размеров ($\rho<0,1$), как и следовало ожидать, характерной является линейная зависимость K_λ^a от ρ. При этом с увеличением длины волны излучения спектральный фактор поглощения K_λ^a уменьшается в соответствии с изменением функции $\Phi(\lambda)$. Тангенс угла наклона прямых для каждого заданного значения λ характеризует величину $\Phi(\lambda)$. Учитывая (4-4), можем написать для частиц углерода малых размеров

$$K_\lambda^a = \frac{1,75}{1+0,3\lambda}\,\rho. \qquad (4\text{-}5)$$

Проведенные расчеты показали, что величины K_λ^a, K_λ^s и Sc заметно изменяются в зависимости от λ лишь в области значений параметра $\rho < 5$. При более высоких значениях ρ зависимость указанных величин от λ очень слабая. В то же время влияние дисперсии оптических констант углерода приводит к некоторому увеличению критерия Sc с ростом длины волны излучения и практически не сказывается на значении спектрального фактора ослабления K_λ.

Для указанной выше области значений длины волны излучения λ при $\rho>5$ можем написать

$$K_\lambda = 2 + 1,35/\sqrt{\rho}. \qquad (4\text{-}6)$$

Из формулы (4-6) видно, что по мере увеличения параметра ρ зависимость K_λ от ρ постепенно ослабевает. Как уже отмечалось выше, в пределе, при $\rho \to \infty$ (очень большие частицы), фактор ослабления стремится к своему асимптотическому значению, равному двум. При этом параметр $\Lambda = \sqrt{1-\mathrm{Sc}}$ стремится к постоянным для каждой длины волны λ асимптотическим значениям

$$\Lambda_{\rho\to\infty} = 0,6/\lambda^{0,1}. \qquad (4\text{-}7)$$

На рис. 4-3 представлены данные, показывающие, как изменяется в зависимости от размера частиц x и длины волны излучения λ спектральная поглощательная способность потока частиц

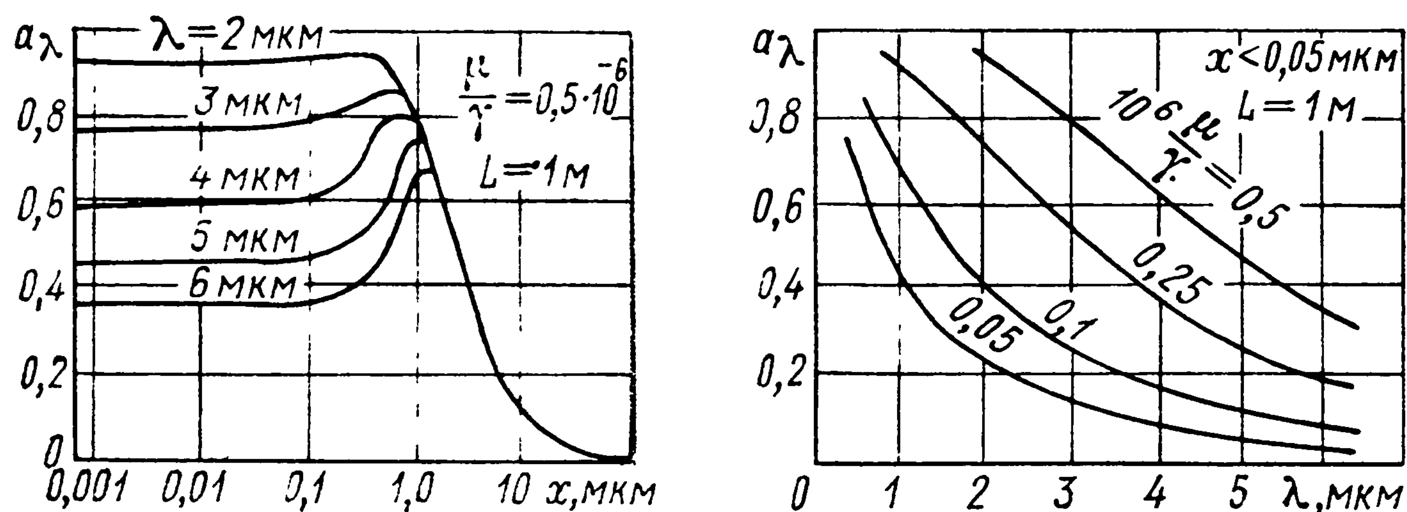


Рис. 4-3. Изменение спектральной поглощательной способности частиц углерода a_λ в зависимости от размера частиц x и длины волны излучения λ

углерода a_λ. Из приведенных данных видно, что можно выделить три характерные области изменения a_λ в зависимости от размера частиц x.

Для частиц малых размеров ($x<0,1$ мкм) поглощательная способность запыленного потока a_λ не зависит от размера частиц x. В то же время она сильно изменяется в зависимости от длины волны излучения λ. Учитывая, что для частиц малых размеров фактор рассеяния пренебрежимо мал по сравнению с фактором поглощения, можем написать

$$a_\lambda = 1 - \exp\left(-3\pi \frac{\Phi(\lambda)}{\lambda} \frac{\mu}{\gamma} L\right). \tag{4-8}$$

Для дифракционной области, соответствующей главному максимуму фактора ослабления ($1>x>0,1$ мкм), спектральная поглощательная способность потока частиц углерода достигает максимума и существенно изменяется в зависимости как от x, так и от λ.

Для частиц углерода больших размеров поглощательная способность потока практически перестает зависеть от λ и изменяется только в зависимости от размера частиц x. Такой запыленный поток по своим радиационным свойствам близок к серому телу. Увеличение размера частиц x приводит к заметному уменьшению поглощательной способности потока. Принимая для упрощения $\eta_{\text{нз}} = 0,5$ и учитывая специфические особенности изменения K_λ и Λ в зависимости от x и λ, характерные для частиц углерода, получаем

$$a_\lambda = \Lambda\left[1 - \exp\left(3K_\lambda \Lambda \frac{\mu}{\gamma} \frac{L}{x}\right)\right]. \tag{4-9}$$

Основное влияние на величину a_λ оказывает в рассматриваемой области значений ρ размер частиц углерода x. Влияние длины волны излучения, связанное с дисперсией оптических констант углерода, невелико. Пренебрегая слабой зависимостью a_λ от Λ, можем на основании (4-9) написать

$$a = 1 - \exp\left(-X \frac{\mu}{\gamma} L\right). \tag{4-10}$$

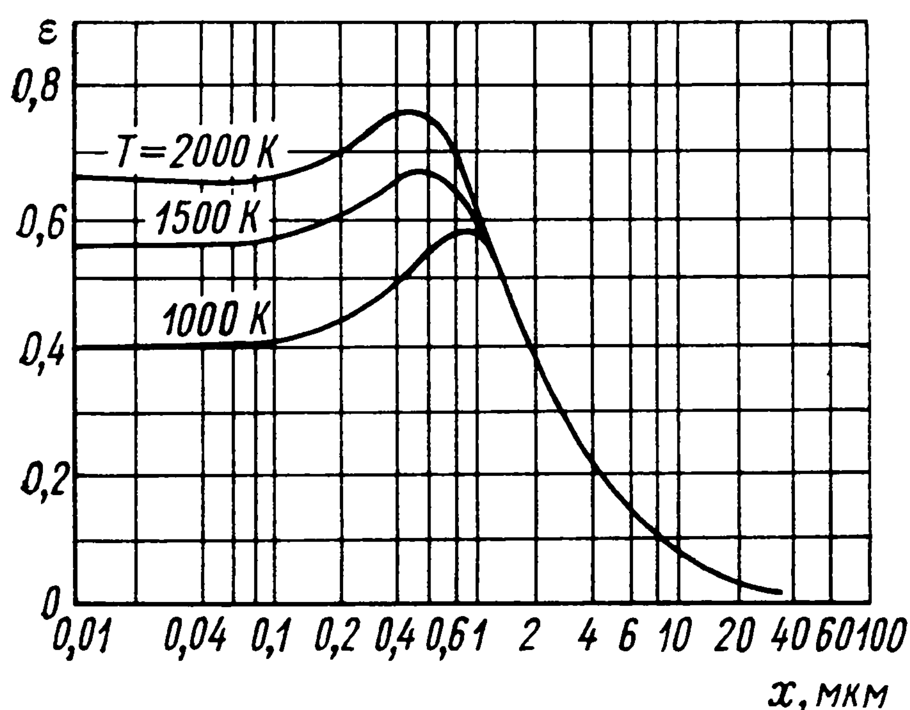


Рис. 4-4. Интегральная степень черноты потока частиц углерода при $\mu L = 1$ (г/м³)·м по данным [82, 86]

Функция X характеризует здесь влияние размера частиц x на поглощательную способность запыленного потока и определяется по формуле

$$X = \frac{2,2}{x}\left(1 + \frac{0,35}{\sqrt{x}}\right). \tag{4-11}$$

Таким образом, характер зависимости a_λ от λ и x определяется значением параметра ρ. Для частиц малых размеров ($\rho \ll 1$) спектральная поглощательная способность a_λ зависит от длины волны излучения λ и не зависит от размера частиц x. В дифракционной области ($\rho \approx 1$), где обычно поглощательная способность достигает максимума, она заметно изменяется в зависимости от λ и x. Для частиц больших размеров ($\rho \gg 1$) поглощательная способность не зависит от длины волны излучения λ и зависит только от размера частиц x.

Характер зависимости от длины волны излучения λ спектральной поглощательной способности a_λ определяет собой характер зависимости от температуры T интегральной поглощательной способности. В той области размеров частиц, где величина a_λ не зависит от λ, интегральная поглощательная способность не зависит от температуры T. Наоборот, в той области размеров частиц, в которой a_λ зависит от λ, интегральная поглощательная способность зависит от температуры T. Последнее наглядно иллюстрируется сопоставлением данных рис. 4-3 с результатами расчетов Т. Сато и Т. Кунитомо [82, 86], представленными на рис. 4-4.

Таким образом, поток частиц углерода больших размеров излучает и поглощает энергию, как серое тело, в то время как частицы углерода малых размеров обладают явно выраженной селективностью излучения и поглощения.

4-4. ИНДИКАТРИСА РАССЕЯНИЯ

При достаточно больших размерах частиц углерода, когда параметр дифракции $\rho > 1$, заметное влияние на условия переноса энергии излучения оказывает эффект рассеяния. Для практических расчетов при этом важно знать, как распределяется рассеянное излучение по различным направлениям.

На рис. 4-5 приведены типичные для частиц углерода индикатрисы рассеяния, относящиеся к различным значениям параметра ρ при длине волны излучения $\lambda = 1$ мкм. Этому значению λ соответствуют оптические константы $n = 1,96$ и $\varkappa = 1,01$. Изменение длины волны излучения λ при $\rho = \text{idem}$ приводит к незначительному изменению углового распределения рассеянного излучения. Основное влияние на характер индикатрисы рассеяния оказывает параметр дифракции ρ.

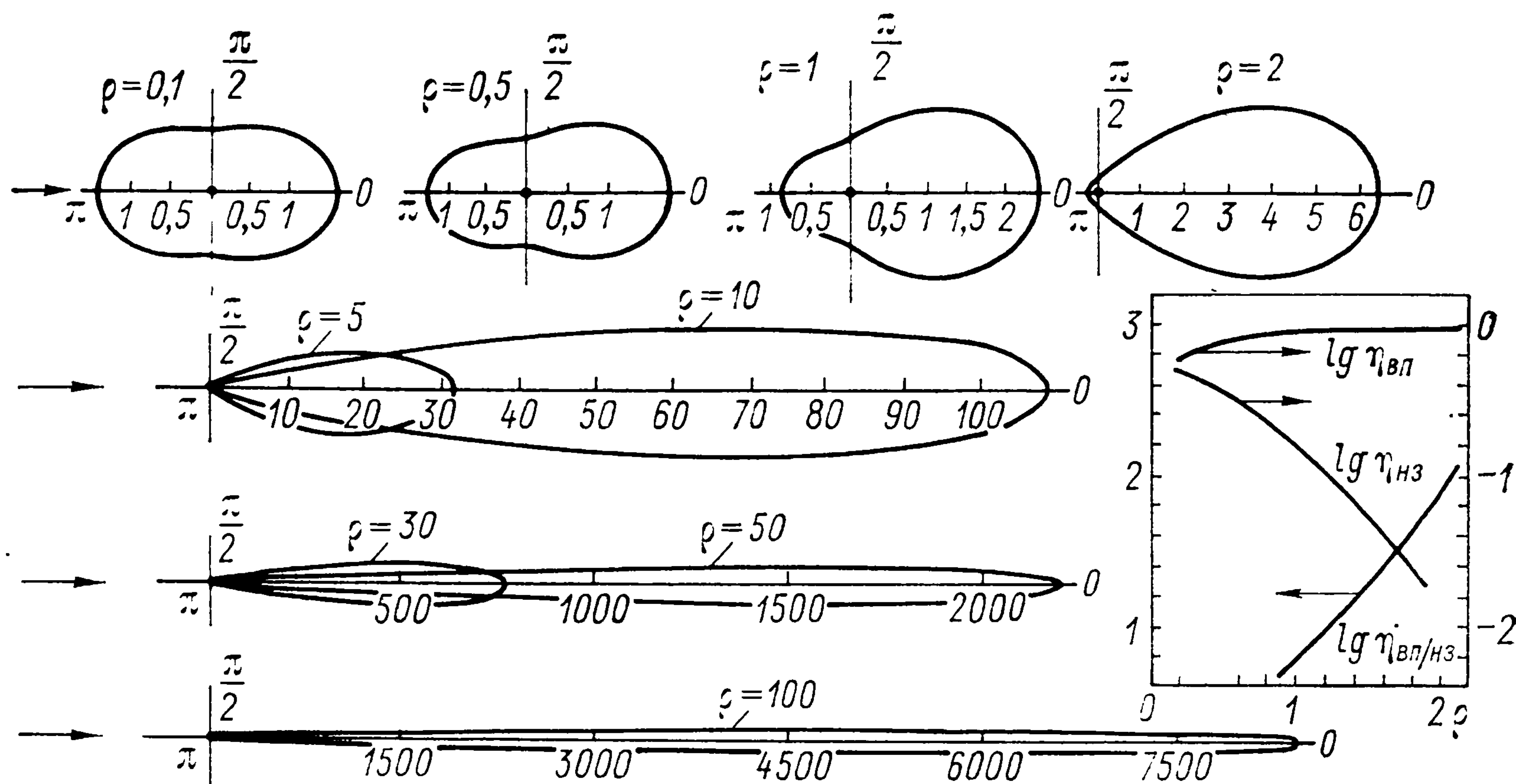


Рис. 4-5. Индикатрисы рассеяния для частиц углерода при $\lambda = 1$ мкм ($m = 1{,}96 - i \cdot 1{,}01$) и разных значениях параметра ρ

В области значений $\rho \leqslant 0{,}1$, типичных для частиц сажистого углерода, рассеяние излучения описывается известной рэлеевской индикатрисой. При сравнительно низких значениях фактора рассеяния $\left(K_\lambda^s \leqslant 0{,}25 \cdot 10^{-3}\right)$ угловое распределение рассеянного излучения описывается зависимостью

$$\gamma(\theta) = 0{,}75\,(1 + \cos^2\theta). \qquad (4\text{-}12)$$

При более высоких значениях ρ угловое распределение рассеянного излучения отличается от рэлеевского. Резко возрастает рассеяние вперед по направлению распространения падающего излучения. Оно концентрируется в малом телесном угле по этому направлению. На рис. 4-5, помимо непосредственно индикатрис рассеяния, приведены также в зависимости от ρ величины $\eta_{вп/нз}$ и $\eta_{нз}$. Из рисунка видно, что если при $\rho \leqslant 0{,}1$ доля рассеянной вперед энергии составляет 0,5, то уже при $\rho = 0{,}5$ она доходит почти до 0,7, а при $\rho = 2$ — почти до 0,99. Еще более заметно изменяется коэффициент асимметрии индикатрисы рассеяния $\eta_{вп/нз}$. Проведенные расчеты показали, что с уменьшением ρ и увеличением λ величина $\eta_{нз}$ возрастает, стремясь к своему асимптотическому значению $\eta_{нз} = 0{,}5$ для частиц углерода малых размеров с рэлеевской индикатрисой рассеяния. Наоборот, с увеличением ρ величина $\eta_{нз}$ заметно убывает, стремясь к нулю при $\rho \to \infty$.

Что же касается влияния длины волны излучения, следует заметить, что это влияние проявляется лишь в области значений параметра дифракции ρ от 0,25 до 2. Для области значений $\rho < 0{,}25$, так же как и для области $\rho > 2$, изменение длины волны излучения при постоянном ρ, как и следовало ожидать, практически не влияет на величину $\eta_{нз}$. Это связано с тем обстоятельством, что в указанных областях значений ρ, т. е. для частиц малых и больших размеров, дисперсия комплексного показателя преломления не оказывает заметного влияния на характер индикатрисы рассеяния. При $\lambda = 1$ мкм значение параметра $\eta_{нз}$ может быть определено для частиц углерода по формуле вида

$$\eta_{нз} = \frac{0{,}5}{1 + 0{,}3\rho^{1{,}6}}.$$

Воспользовавшись приведенными данными о параметре $\eta_{нз}$, несложно рассчитать спектральную поглощательную способность потока частиц углерода a_λ для различных значений оптической толщины слоя и разных значений параметра дифракции ρ. Проведенные расчеты показали, что в области малых значений $\mu L/\gamma$ при $0{,}5 \geqslant \eta_{нз} > 0{,}3$ не наблюдается заметных

различий в значениях a_λ при расчетах по реальной (для данного ρ) и симметричной «вперед-назад» индикатрисах рассеяния. При значении $\mu L/\gamma = 10^{-6}$ м расчет по реальной индикатрисе рассеяния дает значения a_λ, превышающие примерно на 10 % результаты расчета по симметричной «вперед-назад» индикатрисе рассеяния. При $\mu L/\gamma = 10^{-4}$ м эти расхождения доходят до 30 %. Для оптически толстого слоя расхождения достигают наибольших значений.

4-5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО РАЗМЕРАМ ЧАСТИЦ САЖИСТОГО УГЛЕРОДА

Как уже отмечалось выше, все радиационные свойства любой дисперсной системы существенно зависят от размеров частиц, образующих эту систему. От спектра размеров частиц сажистого углерода зависят радиационные свойства пламени при сжигании мазута и газа.

Имеющиеся опытные данные показывают, что для диффузионных пламен газа и жидкого топлива в условиях образования частиц сажи непосредственно из газовой фазы углеводородов размер чатиц сажи изменяется от 5 до 80 нм. Частицы углерода значительно более крупных размеров могут содержаться в мазутном пламени в условиях, когда некоторая часть твердой дисперсной фазы образуется также путем коксования капель распыленного топлива.

В то же время следует заметить, что числовая концентрация в мазутном пламени частиц углерода столь больших размеров невелика и они не оказывают, таким образом, заметного влияния на радиационные свойства пламени.

На рис. 4-6 приведены опытные данные [64] о влиянии коэффициента избытка воздуха α на дисперсный состав частиц сажи в мазутном пламени. Они обобщаются зависимостью (2-25) при постоянных численных значениях $n = p = 2$. К такой же зависимости приводит теоретический расчет (см. приложение). Таким образом,

$$N(x)\,dx = Ax^2e^{-bx^2}dx, \tag{4-13}$$

где

$$A = \frac{4}{\sqrt{\pi}\,x_m^3}; \qquad b = \frac{1}{x_m^2}. \tag{4-14; 4-15}$$

Величина $N(x)\,dx$ определяет относительное содержание в дисперсной системе частиц с размерами от x до $x + dx$. При этом величина $N(x)$, измеряемая в микрометрах в минус первой степени, представляет собой распределение плотности вероятности содержания в системе частиц тех или иных размеров. Естественно, что при $x = 0$ и $x \to \infty$ плотность вероятности $N(x) = 0$.

Подставляя в (4-13) значения A и b из (4-14) и (4-15), получаем

$$N(x) = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{x}{x_m}\right)^2 e^{-\left(\frac{x}{x_m}\right)^2}\frac{1}{x_m}. \tag{4-16}$$

Замечательной особенностью зависимости (4-16) является то обстоятельство, что в ней конкретный характер распределения по

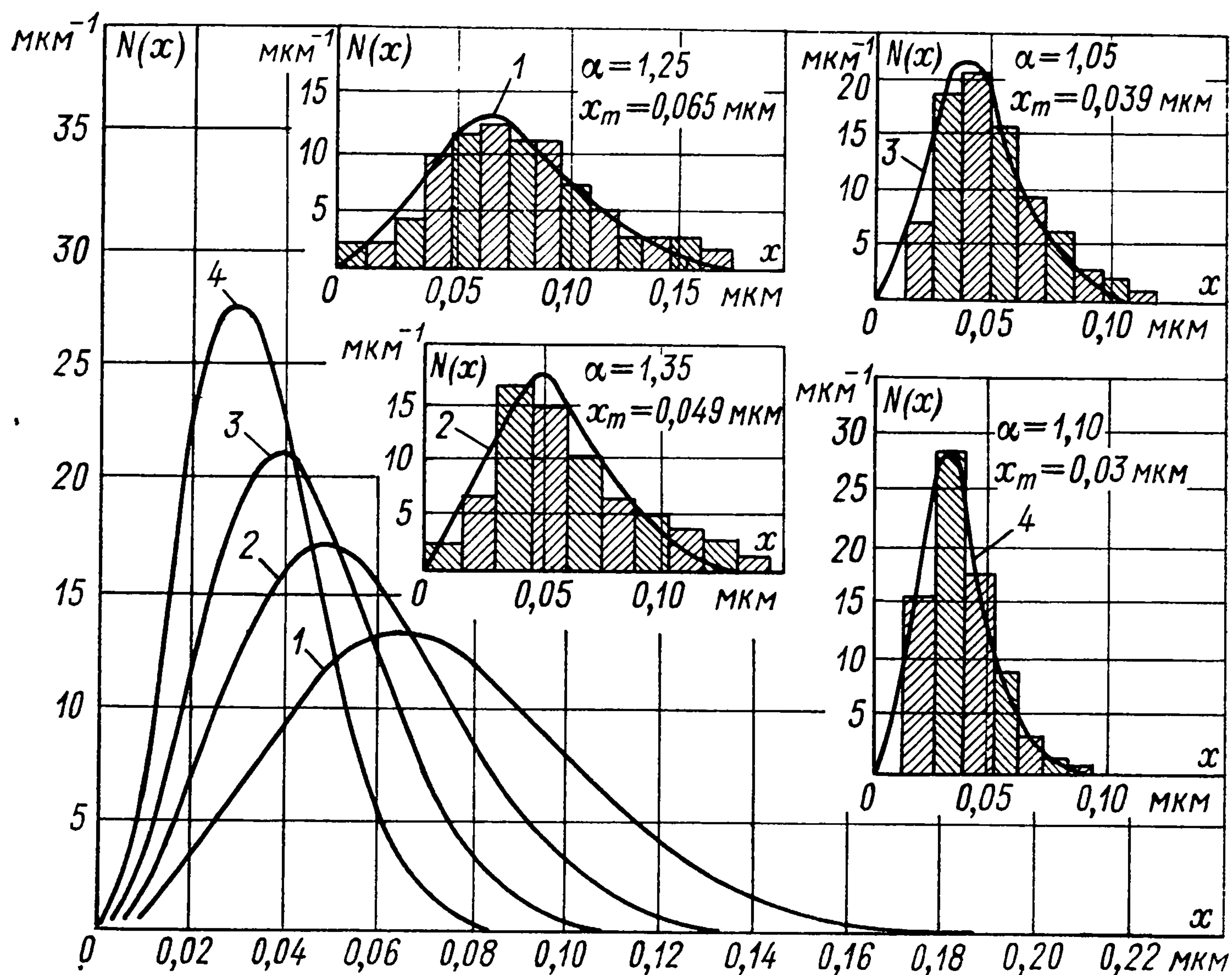


Рис. 4-6. Распределение по размерам частиц сажистого углерода в светящемся пламени жидкого топлива по данным ЦКТИ имени И. И. Ползунова

размерам частиц сажи однозначно определяется одним параметром — модальным размером частиц x_m. Величина x_m, в свою очередь, зависит от конкретных условий сжигания топлива.

Обозначая

$$Z\left(\frac{x}{x_m}\right)=\left(\frac{x}{x_m}\right)^2 e^{-\left(\frac{x}{x_m}\right)^2},$$

можем написать

$$N(x)=\frac{4Z\,(x/x_m)}{\sqrt{\pi}\,x_m}. \qquad (4\text{-}17)$$

Функция Z (x/x_m) является универсальной характеристикой дисперсного состава частиц сажи в мазутном пламени. Из выражения (4-17) при $x = x_m$ находим плотность вероятности содержания в пламени частиц модального размера:

$$N(x_m)=0{,}83/x_m. \qquad (4\text{-}18)$$

На основании формул (4-17) и (4-18) можем написать

$$\frac{N(x)}{N(x_m)}=2{,}718\,Z\left(\frac{x}{x_m}\right)=\left(\frac{x}{x_m}\right)^2 e^{-\left[(x/x_m)^2-1\right]}. \qquad (4\text{-}19)$$

Зависимость (4-19) определяет физический смысл функции $Z\,(x/x_m)$ как соотношения плотностей вероятностей $N\,(x)$ и $N\,(x_m)$. Естественно, что при $x = x_m$ величина $N\,(x)/N\,(x_m) = 1$.

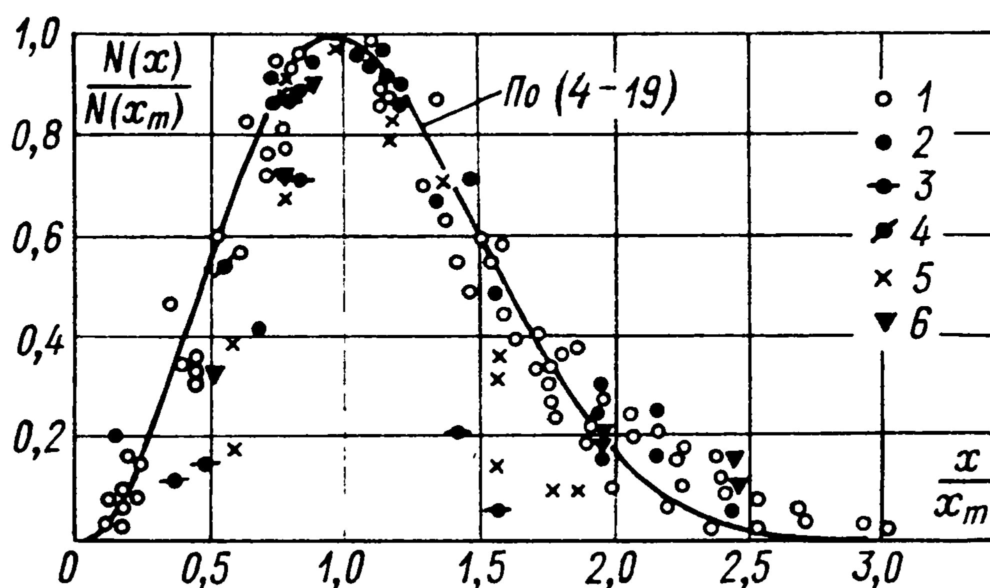


Рис. 4-7. Зависимость $N(x)/N(x_m)$ от отношения x/x_m

1 — по [64]; *2* — по Т. Сато и Т. Кунитомо; *3* — по В. Пеппергофу; *4* — по Ф. Росслеру; *5* — по Дж. Роджеру и Б. Леблансу; *6* — по данным Московского института стали и сплавов

На рис. 4-7 показано, как изменяется величина $N(x)/N(x_m)$ в зависимости от отношения x/x_m. Здесь представлены непосредственные опытные данные различных исследователей, относящиеся к разным условиям сжигания топлива. Наряду с данными по жидкому топливу приведены также данные, относящиеся к условиям сжигания газа. Кривая построена по формуле (4-19).

Из рисунка видно, что зависимость (4-19) удовлетворительно описывает обширный экспериментальный материал о распределениях по размерам частиц сажи в газомазутном пламени. Представленные здесь опытные данные [64] охватывают область значений безразмерного параметра x/x_m от 0,05 до 3. Несколько более узкую область размеров частиц ($0{,}4<x/x_m<1{,}8$) дают опытные данные В. Пеппергофа, а также Дж. Роджера и Б. Лебланса [81], относящиеся к условиям сжигания газа. Опытные данные Т. Сато и Т. Кунитомо [86], а также данные Московского института стали и сплавов (И. А. Прибытков, Л. Н. Рыжков, Б. С. Мастрюков, В. А. Кривандин) практически совпадают с данными [64] в области значений $x/x_m>1$ и с данными В. Пеппергофа, а также Дж. Роджера и Б. Лебланса в области значений $x/x_m<1$.

Для построения кривой распределения по размерам частиц сажи Т. Сато и Т. Кунитомо [86] воспользовались известной формулой Розина—Рамлера с двумя определяющими параметрами. В работе Ф. Росслера распределение частиц сажи по размерам принимается симметричным относительно величины x_m и описывается законом нормального распределения Гаусса. Такое решение, однако, не согласуется с имеющимися опытными данными, которые показывают существенно несимметричное относительно x_m распределение частиц сажи по размерам.

Конкретный характер распределения по размерам частиц сажи в пламенах мазута и газа зависит от многих факторов. Однако наиболее сильное влияние на это распределение оказывает коэффициент избытка воздуха α, существенно влияющий на условия сажеобразования. Спектр распределения частиц сажи по размерам

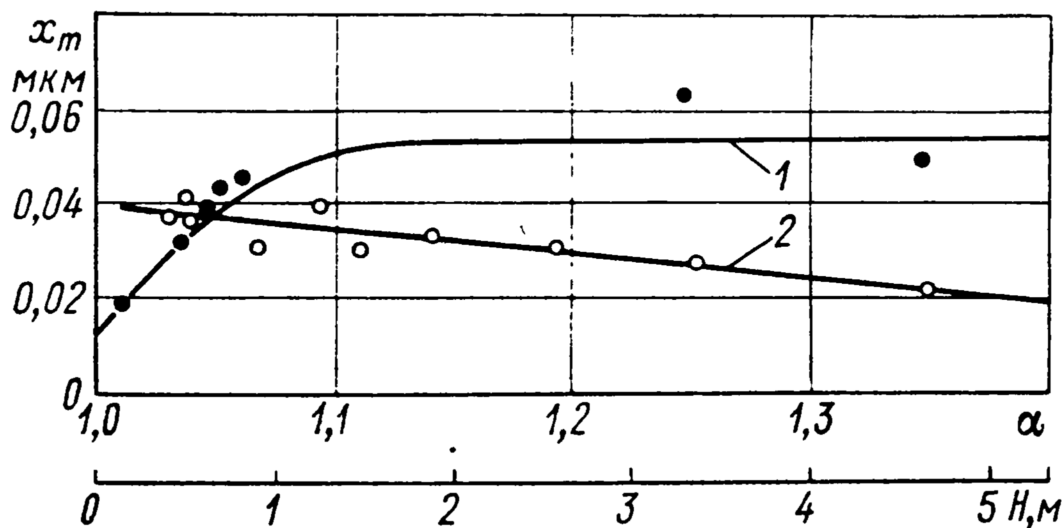


Рис. 4-8. Модальный размер частиц x_m

1 — $x_m = F(\alpha)$; $H = 0,45 \ldots 1,15$ м; 2 — $x_m = F(H)$; $\alpha = 1,05 \ldots 1,07$

значительно изменяется также при рециркуляции дымовых газов в топочную камеру.

На рис. 4-8 приведены данные, показывающие, как изменяется модальный размер частиц сажи в зависимости от коэффициента избытка воздуха α. Здесь же показано изменение x_m по ходу выгорания факела. Из рисунка видно, что в области малых α модальный размер частиц x_m увеличивается с ростом α. Однако уже при $\alpha \geqslant 1,15$ величина x_m перестает зависеть от α. Такое изменение x_m в зависимости от α, по всей вероятности, связано с влиянием температурного уровня процесса горения, который определяет как скорость образования частиц сажи, так и скорость их выгорания.

Из рис. 4-8 видно также, что модальный размер частиц x_m несколько уменьшается по ходу выгорания факела при значениях коэффициента избытка воздуха $\alpha \leqslant 1,07$. В соответствии с изменением x_m изменяются также средний арифметический диаметр частиц сажи

$$\bar{x}_{10} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} x_m \tag{4-20}$$

и средний квадратический диаметр

$$\bar{x}_{20} = \sqrt{3/2}\, x_m. \tag{4-21}$$

Как уже отмечалось выше, в практических расчетах теплового излучения дисперсных систем часто бывает удобно моделировать реальную полидисперсную систему частиц некоторой условной монодисперсной системой с одинаковым для обеих систем спектральным эффективным сечением поглощения. Под эффективным диаметром частиц такой монодисперсной системы будем понимать такой размер частиц x_*, при котором спектральное эффективное сечение поглощения монодисперсной системы будет численно равно спектральному эффективному сечению поглощения реальной полидисперсной системы.

Численные значения осредненных характеристик дисперсного состава частиц сажи x_m, x_{10}, x_{20} и x_* по данным [64] приведены в табл. 4-1.

Таблица 4-1

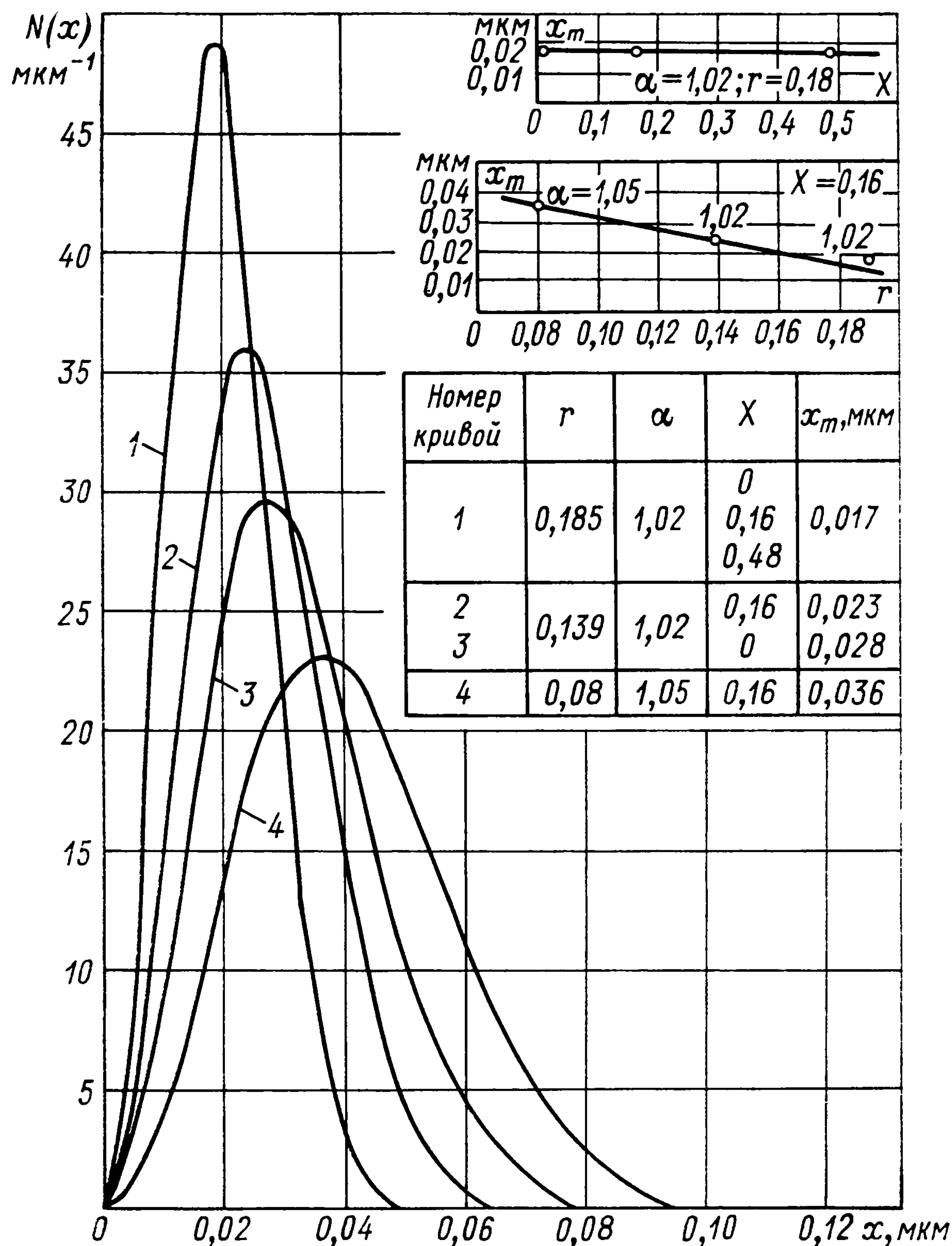
H, м	α	Диаметр частиц, нм			
		x_m	$\bar{x}_{10}$	$\bar{x}_{20}$	x_*
0,45	1,01	170	192	208	214
	1,04	370	417	453	466
	1,05	390	440	477	491
	1,25	650	733	796	819
0,80	1,05	410	462	505	516
1,15	1,05	360	406	441	454
	1,25	200	225	245	252

Рассмотренные экспериментальные данные о распределениях по размерам частиц сажистого углерода в пламени относятся в основном к условиям сжигания топлива в сравнительно небольших лабораторных установках. Эти данные дополняются приведенными ниже результатами экспериментальных исследований, проведенных в промышленных условиях на котлоагрегатах большой мощности. Характерной особенностью этих исследований является то обстоятельство, что они проводились в реальных условиях работы агрегатов и в них изучалось влияние на распределение сажистых частиц по размерам важнейших режимных параметров топочного процесса.

В связи с широким использованием рециркуляции дымовых газов в топочную камеру особое внимание было обращено на изучение влияния степени рециркуляции r на дисперсный состав частиц сажи. Спектры размеров частиц сажи изучались в различных зонах по высоте топки, в том числе и в зоне максимального тепловыделения на уровне расположения горелок.

На рис. 4-9 представлены результаты исследования дисперсного состава частиц сажи в топке котлоагрегата ТГМП-114 [8] при сжигании мазута. Параметр $X = (H - H_г)/(H_т - H_г)$ характеризует здесь относительное расстояние рассматриваемого сечения от уровня расположения горелок $H_г$, где $H_т$ — высота топки, а H — текущее расстояние по высоте топки. На рисунке показаны характерные распределения частиц сажи по размерам в различных зонах топки при различных значениях степени рециркуляции r. Здесь же показано изменение модального размера частиц x_m по высоте топки при постоянных значениях α и r, а также изменение x_m в зависимости от r на уровне $X = 0,16$.

Все рассматриваемые здесь опытные данные хорошо согласуются с приведенными ранее и обобщаются единой зависимостью (4-13), характерной для условий сжигания мазута и газа. Модальный размер частиц x_m сравнительно мало изменяется по высоте топки. Сильное влияние на величину x_m оказывает рециркуляция дымо-



Номер кривой	r	α	X	x_m, мкм
1	0,185	1,02	0 0,16 0,48	0,017
2 3	0,139	1,02	0,16 0	0,023 0,028
4	0,08	1,05	0,16	0,036

Рис. 4-9. Распределение по размерам частиц сажи $N(x)$ в топке котлоагрегата ТГМП-114

вых газов в топку. Уменьшение степени рециркуляции r приводит к заметному увеличению модального размера частиц x_m.

Приведенным распределениям по размерам частиц сажи соответствует область изменения параметра $\rho_m = \pi x_m/\lambda$ от 0,01 до 0,02 в диапазоне значений длины волны излучения от 1 до 6 мкм. При таких значениях ρ_m рассеяние излучения на частицах пренебрежимо мало и спектральный коэффициент поглощения связан с параметром дифракции ρ_m линейной зависимостью, в которой коэффициент пропорциональности является функцией оптических констант сажи, зависящих, в свою очередь, от длины волны излучения λ.

На рис. 4-10 приведены данные [12] о дисперсном составе частиц сажи при совместном сжигании в одном топочном устройстве мазута и природного газа. Наряду с данными, относящимися к котлоагрегату ТГМ-94, здесь приведены также данные, полученные в опытах на котлоагрегате БКЗ-160-100 ГМ. В соответствии с методом [56] в качестве характеристики состава смеси используется величина q, означающая долю мазута в суммарном тепло-

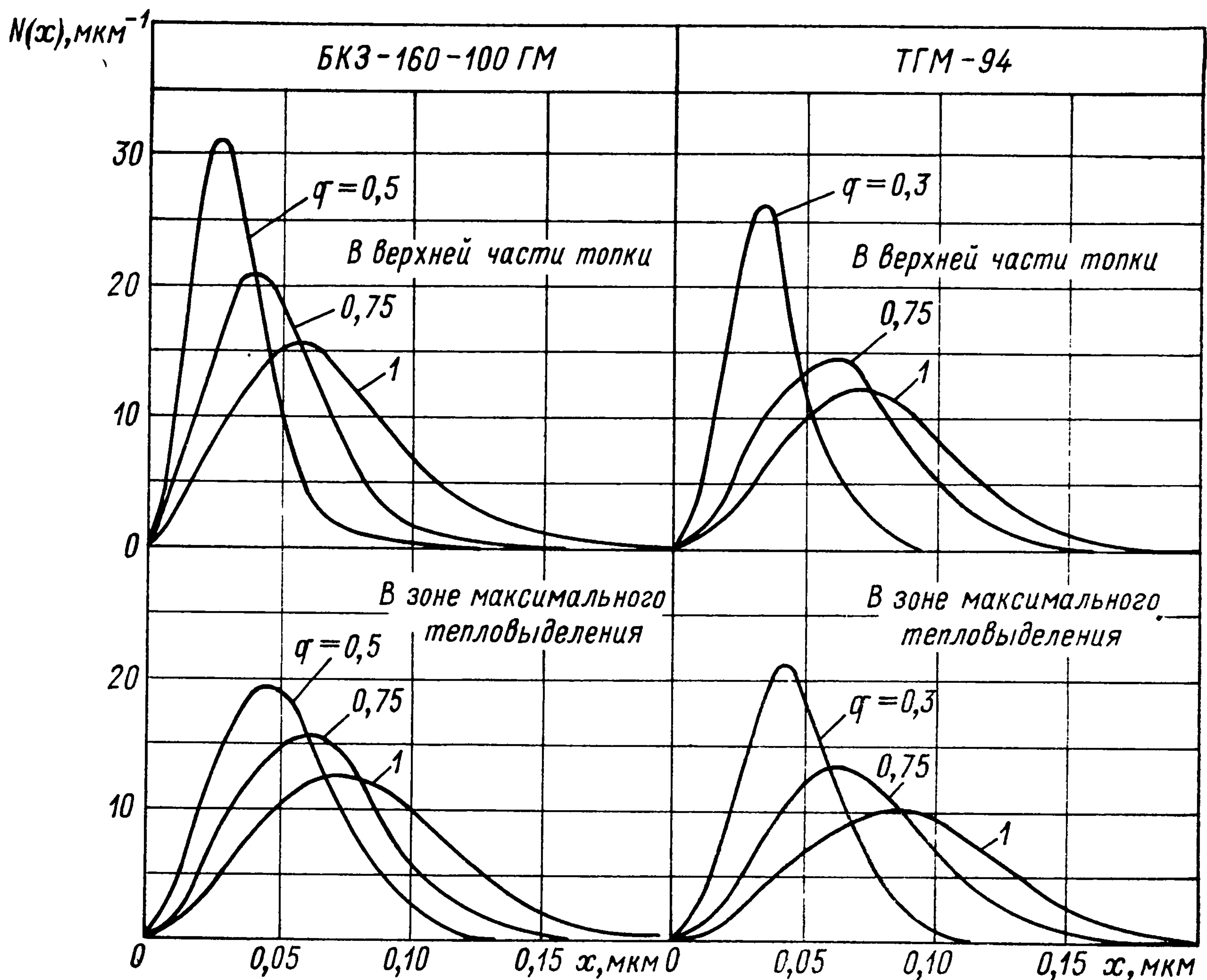


Рис. 4-10. Распределение по размерам частиц сажи при сжигании смеси мазута с природным газом при различных долях мазута в тепловыделении

выделении при сгорании смеси указанных топлив. При этом для чисто мазутного факела $q = 1$, а для чисто газового $q = 0$. Из рисунка видно, что изменение доли мазута в смеси q очень сильно влияет на распределение частиц сажи по размерам как в зоне максимального тепловыделения на уровне расположения горелок, так и в верхней части топки. По мере уменьшения доли мазута в смеси (увеличения доли газа) дисперсность сажи резко возрастает, что выражается в уменьшении модального размера частиц x_m и полуширины функции распределения.

Проведенные опыты показали, что зависимость x_m от q близка к линейной и удовлетворительно описывается следующими формулами:

для зоны максимального тепловыделения

$$x_m = 0{,}024 + 0{,}055q;$$

для верхней части топки

$$x_m = 0{,}016 + 0{,}055q.$$

Как и следовало ожидать, все опытные данные по дисперсному составу частиц сажи для условий совместного сжигания мазута и природного газа удовлетворительно обобщаются зависимостью (4-13), справедливой, таким образом, для области значений q от 0 до 1.

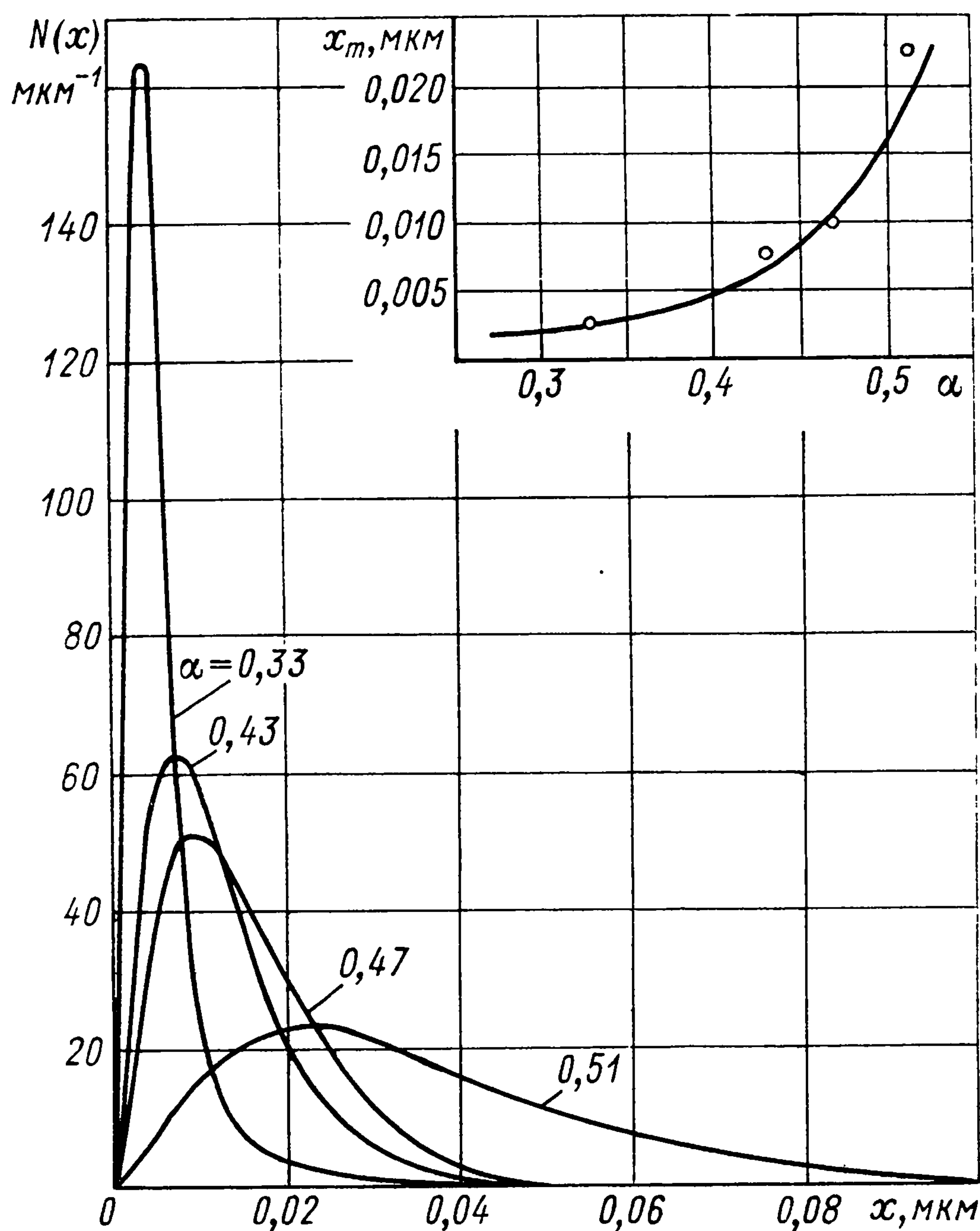


Рис. 4-11. Распределение по размерам частиц сажистого углерода в продуктах газификации мазута при значениях $\alpha \leqslant 0{,}51$

Специфические условия сажеобразования создаются при двухступенчатом сжигании топлива, когда на первой стадии процесса осуществляется глубокое термическое разложение топлива при недостатке воздуха, а на второй стадии — сжигание подготовленной таким образом рабочей смеси, состоящей из газообразных продуктов разложения и частиц тонкодисперсной сажи.

Б. Г. Синякевичем было проведено экспериментальное исследование условий сажеобразования на первой стадии процесса газификации мазута на воздушном дутье с коэффициентами подачи воздуха $\alpha < 1$. В результате для области значений $\alpha = 0{,}51 \ldots 0{,}33$ были установлены характерные для рассматриваемых условий распределения по размерам частиц сажистого углерода в продуктах газификации мазута. Эти данные представлены на рис. 4-11.

Прежде всего следует отметить резкое возрастание дисперсности системы по сравнению с условиями сжигания мазута при значениях коэффициента подачи воздуха α, бо́льших единицы. Например, при значении $\alpha = 0{,}33$ все частицы сажи имеют размеры, меньшие 0,04 мкм, при модальном размере частиц $x_m = 0{,}003$ мкм. По мере увеличения α модальный размер частиц заметно возрастает. Характер изменения x_m в зависимости от α наглядно иллюстрируется кривой в верхнем правом углу рис. 4-11.

В отличие от функции распределения частиц по размерам при сжигании мазута с избытком воздуха $\alpha > 1$, в данном случае установленные опытные данные обобщаются зависимостью (2-25) при значениях параметров распределения $n = 1,2$ и $p = 1,3$. Таким образом, для условий двухступенчатого сжигания мазута

$$N(x)\,dx = Ax^{1,2}e^{-bx^{1,3}}dx, \qquad (4\text{-}22)$$

где $A = 1,26/x_m^{2,2}$ и $b = 0,923/x_m^{1,3}$.

Осредненные характеристики дисперсного состава частиц определяются при этом зависимостями: $\bar{x}_{10}/x_m = 1,53$; $\bar{x}_{20}/x_m = 1,77$ и $\bar{x}_{32}/x_m = 2,54$.

4-6. КОНЦЕНТРАЦИЯ ЧАСТИЦ САЖИСТОГО УГЛЕРОДА В СВЕТЯЩЕМСЯ ПЛАМЕНИ

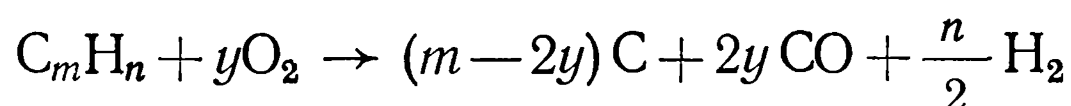
Наряду с дисперсным составом сажевых частиц большое влияние на радиационные свойства пламени оказывает концентрация этих частиц. Как уже отмечалось выше, оптическая толщина слоя пламени непосредственно зависит от концентрации сажи μ, которая, в свою очередь, зависит от вида топлива и условий его сжигания.

В известных работах С. Яги, а также С. Яги и С. Каваи исследовалось влияние на условия сажеобразования относительного содержания углерода в топливе. Опыты проводились со светильным газом, а также смесями светильного газа с ацетиленом и бензолом. Было установлено, что концентрация сажи в пламени изменяется пропорционально относительному массовому содержанию углерода в топливе. Она уменьшается с увеличением коэффициента избытка воздуха.

Д. Холлидей и М. Тринг показали, что концентрация сажи в пламени зависит от соотношения между массовым содержанием углерода С и водорода Н в топливе и заметно уменьшается по мере удаления от горелки. Исследованию влияния отношения С/Н на концентрацию частиц сажи в пламени были посвящены опыты Е. Хаббарда. Изменение отношения С/Н в этих опытах достигалось как путем использования различных топлив с разными С/Н, так и путем искусственной присадки частиц углерода в топливо. Было установлено, что концентрация сажи в пламени увеличивается пропорционально отношению С/Н.

Многочисленные опыты показывают, что при сжигании тяжелых жидких топлив в пламени образуется значительно больше сажи, чем при сжигании легких топлив. Концентрация сажи в мазутном пламени при прочих равных условиях всегда выше, чем в чисто газовом пламени.

В соответствии с работой [78] образование сажи по реакции



$$C_mH_n + yO_2 \rightarrow (m-2y)C + 2yCO + \frac{n}{2}H_2$$

может происходить лишь при условии, что $m > 2y$. Этому условию соответствует такой состав горючей смеси, для которого атомарное отношение $C/O > 1$. Скорость протекания указанной химической реакции термического разложения углеводородов при взаимодействии с кислородом в сильной мере зависит от температуры пла-

мени. Увеличение температуры приводит к резкому возрастанию скорости реакции. Определенное влияние на процесс сажеобразования оказывают также условия движения газов. При переходе от турбулентного к ламинарному движению газов концентрация сажи в факеле увеличивается.

Одновременно с процессом сажеобразования происходит выгорание частиц сажи по ходу движения факела. Интенсивность этого процесса в основном определяется характером температурного поля топки и содержанием кислорода в различных зонах по высоте топки. В турбулентных пламенах сажа выгорает быстрее, чем в ламинарных. Уменьшение концентрации сажи в пламени может происходить также в результате взаимодействия сажистых частиц с продуктами сгорания в реакционной зоне.

В зависимости от условий образования и выгорания частиц сажи формируются те или иные распределения концентрации сажи по высоте топочной камеры. Распределения концентрации сажи по поперечному сечению топки в основном определяются условиями ввода в топку окислителя и самого топлива.

Сильно влияет на концентрацию сажи в пламени коэффициент избытка воздуха α. Увеличение α обычно приводит к значительному снижению концентрации сажи. При этом существенное влияние на уровень концентрации сажи в пламени оказывают условия перемешивания топлива с воздухом в корне факела.

В работах Международного комитета по исследованию пламени в Эймейдене была установлена зависимость между концентрацией сажи в пламени и коэффициентом избытка воздуха в ядре факела при различном времени смешения t. Эти работы показали, что уменьшение коэффициента избытка воздуха α и увеличение времени смешения t приводят к увеличению концентрации сажи в пламени. Было установлено, что для геометрически подобных пламен средняя концентрация сажи в пламени примерно в два раза ниже, чем в центре факела. Исследовались в основном диффузионные пламена тяжелого жидкого топлива и коксового газа. Распыливание мазута осуществлялось воздухом и паром. Тонкость распыливания оценивалась по импульсу струи. С увеличением импульса концентрация сажи в пламени уменьшалась.

Исследовалось также влияние отношения С/Н на концентрацию сажи в пламени. Было показано, что наиболее сильно это влияние сказывается на начальном участке факела. Именно на этом участке наиболее заметно проявляется также влияние вида топлива на условия сажеобразования.

Основными факторами, влияющими на уровень концентрации сажи в пламени при сжигании органических топлив, являются физико-химические свойства топлива (химический состав, плотность, вязкость, температура кипения), условия перемешивания топлива с воздухом в корне факела, коэффициент избытка воздуха и степень рециркуляции топочных газов, температурное поле топки. Условия перемешивания топлива с воздухом в корне факела определяются конструкцией горелочного устройства, особенностями компоновки горелок, способом подвода топлива и воздуха. Все эти факторы особенно сильно влияют на концентрацию сажи на начальном участке факела.

Наибольшая неравномерность распределения концентрации сажи по поперечному сечению топки наблюдается на начальном участке факела. В этой зоне для регистровых горелочных устройств распределение концентрации сажи по поперечному сечению топки аналогично по своему характеру распределению массы капель распыленного жидкого топлива. Наиболее высокие значения концентрации обычно наблюдаются не в центре, а в периферийной части факела. По мере удаления от горелки концентрация сажи в пламени существенно уменьшается, а ее распределение по поперечному сечению топки становится более равномерным. Для мазутов марок М-40 и М-100 равномерные распределения концентрации сажи по поперечному сечению топки достигаются уже на расстоянии двух метров от горелки.

Что же касается влияния коэффициента избытка воздуха, следует заметить, что изменение α заметно сказывается на концентрации сажи в пламени даже на сравнительно большом удалении от горелочного устройства. С уменьшением коэффициента избытка воздуха резко возрастает неравномерность распределения концентрации сажи по поперечному сечению топочной камеры. Для значений $\alpha \leqslant 1{,}16$ характерными являются распределения с максимумом концентрации, смещенным от центра в сторону стен топочной камеры.

По мере увеличения α неравномерность распределения концентрации сажи по поперечному сечению топки уменьшается, и уже при $\alpha = 1{,}25$ небольшой максимум концентрации наблюдается лишь в центре топочной камеры.

Наиболее высокие значения μ достигаются при низких значениях коэффициента избытка воздуха. По мере увеличения α концентрация сажи в пламени уменьшается по всему объему от горелочного устройства до выходного окна топки. В опытах с различными типами горелочных устройств было установлено, что условия перемешивания топлива с воздухом существенно сказываются на концентрации сажи μ лишь на начальном участке факела.

Заметное влияние на условия сажеобразования оказывает рециркуляция дымовых газов в топочную камеру. На рис. 4-12 приведены опытные данные [8] о влиянии на концентрацию сажи μ степени рециркуляции газов в топочную камеру r. Эти данные получены при сжигании мазута в топке котлоагрегата ТГМП-114. Из рисунка видно, что изменение степени рециркуляции r по-разному сказывается на величине μ в различных зонах по высоте топочной камеры. В зоне максимального тепловыделения ($X = 0 \ldots 0{,}16$) концентрация сажи в пламени существенно понижается с увеличением степени рециркуляции r. В вышерасположенных зонах увеличение степени рециркуляции приводит к увеличению концентрации сажи в пламени. Во всех зонах топки величина μ изменяется при изменении r по зависимости, близкой к линейной. При заданном постоянном значении степени рециркуляции r концентрация сажи в пламени резко падает по мере удаления от зоны максимального тепловыделения к выходному окну топки.

Влияние r на величину μ в различных зонах топки описывается зависимостью вида

$$\mu = 2(1-1{,}85X) - 6{,}5(1-2{,}5X)r.$$

Первый член в правой части определяет здесь распределение концентрации сажи по высоте при отсутствии рециркуляции, т. е. при $r = 0$.

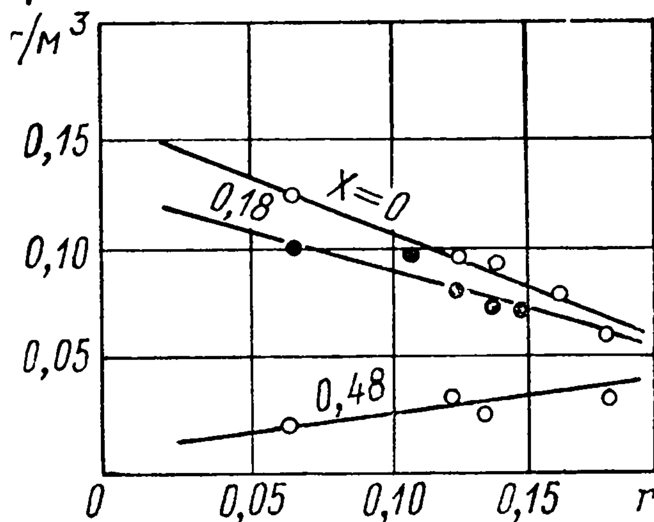


Рис. 4-12. Зависимость концентрации сажи μ в топке котлоагрегата ТГМП-114 от степени рециркуляции r. Концентрация μ отнесена к объему газа при $T = 273$ К и $p = 0{,}101$ МПа

Изменение концентрации сажи в пламени в зависимости от степени рециркуляции r может быть объяснено рядом факторов. Во-первых, оно связано со снижением температуры пламени при увеличении r, приводящем к уменьшению скорости термического разложения углеводородов. Во-вторых, введение в топочную камеру рециркулирующих газов интенсифицирует процесс взаимодействия частиц сажистого углерода с продуктами сгорания в реакционной зоне топки. Это приводит к соответствующему снижению концентрации в пламени CO_2 и возрастанию содержания CO. Третье обстоятельство связано с увеличением объема газообразных продуктов сгорания, проходящих через поперечное сечение топки, с ростом степени рециркуляции r.

С другой стороны, снижение концентрации кислорода с ростом степени рециркуляции дымовых газов интенсифицирует процесс сажеобразования и приводит к увеличению μ. В совокупности воздействие всех указанных факторов определяет характер влияния рециркуляции на концентрацию сажи в пламени.

Особенно интенсифицируется процесс сажеобразования при двухступенчатом сжигании топлива, когда на первой стадии горение происходит при недостатке воздуха. На рис. 4-13 представлены данные о влиянии коэффициента избытка воздуха α на концентрацию сажи при газификации сернистого мазута марки М-100 на

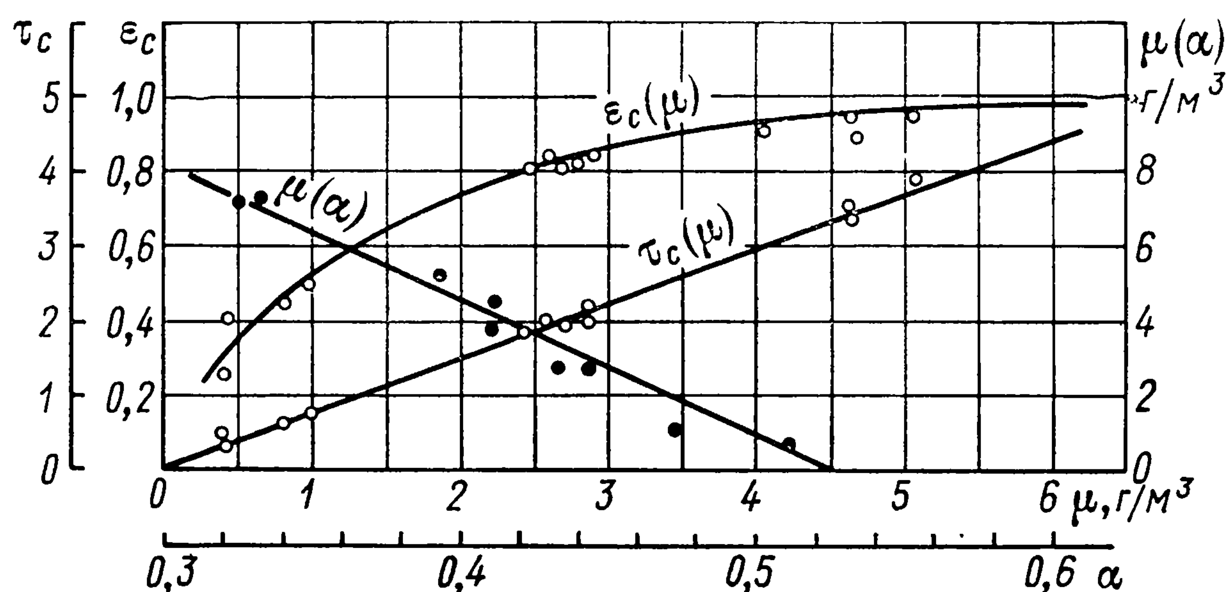


Рис. 4-13. Концентрация и радиационные свойства потока частиц сажи при газификации сернистого мазута марки М-100 на воздушном дутье при $\alpha = 0{,}33\ldots0{,}55$

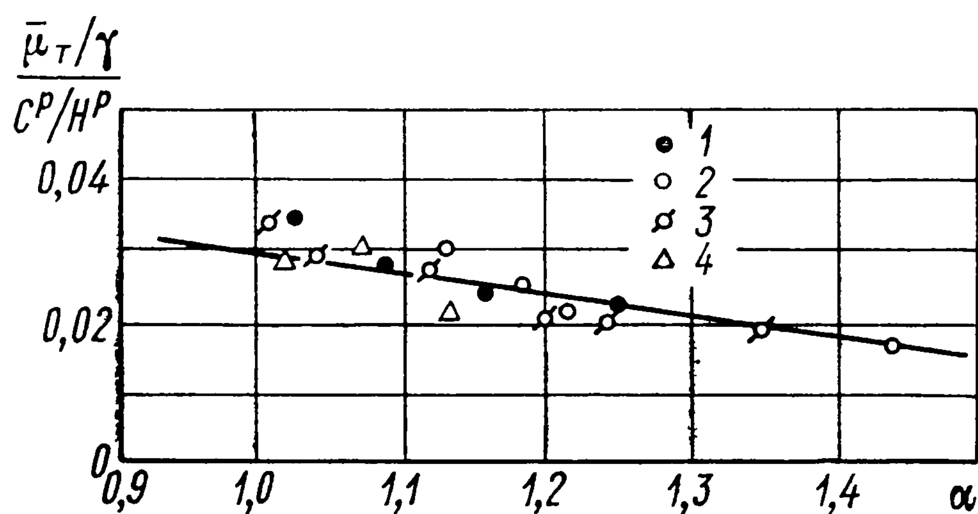


Рис. 4-14. Зависимость отношения $(\bar{\mu}_т/\gamma)/(C^p/H^p)$ от коэффициента избытка воздуха α для различных топлив

1 — мазут; *2* — дизельное топливо; *3* — соляровое масло; *4* — природный газ

воздушном дутье при недостатке воздуха. Установлено, что в рассматриваемых условиях, когда $\alpha < 1$, абсолютный уровень концентрации сажи в пламени значительно отличается от уровня, характерного для топок котлоагрегатов. Из рисунка видно, что в области значений $\alpha = 0{,}33 \ldots 0{,}48$ концентрация сажи в пламени существенно возрастает с уменьшением α по зависимости, близкой к линейной.

Наряду с зависимостью $\mu(\alpha)$ на рис. 4-13 показано также, как изменяются при изменении μ степень черноты ε_c и оптическая толщина слоя τ_c потока частиц сажистого углерода.

Заметим также, что газ, полученный в рассматриваемом процессе газификации мазута, близок по своему составу к газу при подземной газификации углей и характеризуется большим содержанием азота (58—65 %) и небольшим содержанием двуоксида углерода (5—7 %) при содержании водорода 14—19 % и оксида углерода 14—18 %.

При совместном сжигании мазута и природного газа концентрация сажи в пламени зависит при прочих равных условиях от относительной доли в тепловыделении каждого из топлив. Увеличение доли природного газа, интенсифицируя выгорание мазута, значительно снижает концентрацию сажи в пламени. Опыты, проведенные на котлоагрегатах ТГМ-94 и БКЗ-160-100 ГМ, показали, что максимальная концентрация сажистых частиц в пламени наблюдается в зоне активного горения на уровне расположения горелочных устройств. В этой зоне средний уровень концентрации сажи в пламени можно определить по формуле

$$\mu = (2 - \alpha)\left[0{,}2(1 - q) + \frac{0{,}25q}{1 - q + 0{,}5q^2}\right]$$

в зависимости от доли мазута в тепловыделении q.

Для расчета суммарного теплообмена в газомазутных топках необходимо располагать данными о средней концентрации частиц сажи в топочной камере. На рис. 4-14 показано, как изменяется в зависимости от коэффициента избытка воздуха α отношение $(\bar{\mu}_т/\gamma)/(C^p/H^p)$, где $\bar{\mu}_т$ — средняя концентрация частиц сажи в топочной камере; γ — плотность сажи; C^p и H^p — относительное содержание углерода и водорода в рабочей массе топлива.

Из рисунка видно, что как для мазута, так и для газа отношение $(\mu_г/\gamma)/(C^p/H^p)$ является единой функцией коэффициента избытка воздуха, характеризующей средний уровень концентрации сажи

в пламени. Учитывая изложенное, можем написать

$$\frac{\bar{\mu}_т}{\gamma} = 0,068\,(2-\alpha)\,\frac{C^р}{H^р}. \qquad (4\text{-}23)$$

Формула (4-23) справедлива в области значений $1 \leqslant \alpha < 2$ и может использоваться для расчетов средней концентрации сажи в пламени при сжигании жидких топлив и газа. Соответствующее снижение уровня концентрации сажистых частиц в пламени, связанное, например, с переходом от мазута к газу, учитывается в данном случае уменьшением отношения $C^р/H^р$. В то время как для мазута характерными являются значения $C^р/H^р$, близкие к 8, для газа обычно $C^р/H^р < 4$.

Для углеводородных топлив отношение $C^р/H^р$ определяется с учетом относительного содержания углерода и водорода в рабочей массе топлива, в том числе и для смеси газов, по формуле

$$\frac{C^р}{H^р} = 0,12 \sum \frac{m}{n} C_m H_n,$$

где m и n — числа атомов углерода и водорода в соединении.

В заключение заметим, что на 97—99 % по массе сажа состоит из углерода. Примеси водорода в саже обычно не превышают 1—3 %. В математической модели процесса сажеобразования (см. приложение) частицы сажи рассматриваются как многоуглеродные комплексы, состоящие из большого числа атомов углерода.

4-7. РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛИДИСПЕРСНОЙ СИСТЕМЫ ЧАСТИЦ САЖИСТОГО УГЛЕРОДА В СВЕТЯЩЕМСЯ ПЛАМЕНИ

Для полидисперсной системы частиц эффективные сечения поглощения и рассеяния определяются зависимостями:

$$\left.\begin{aligned} \tilde{\sigma}^a_\lambda &= \frac{\pi}{4}\int_0^\infty K^a_\lambda(x)\,x^2 F(x)\,dx; \\ \tilde{\sigma}^s_\lambda &= \frac{\pi}{4}\int_0^\infty K^s_\lambda(x)\,x^2 F(x)\,dx. \end{aligned}\right\} \qquad (4\text{-}24)$$

Исходными данными для расчетов $\tilde{\sigma}^a_\lambda$ и σ^s_λ являются данные о факторах поглощения K^a_λ и рассеяния K^s_λ, а также данные о характерных распределениях по размерам частиц сажи в светящемся пламени $F(x) = N_0 N(x)$.

Для частиц малых размеров ($\rho \ll 1$) фактор поглощения K^a_λ является линейной функцией параметра дифракции ρ, а фактор рассеяния K^s_λ пропорционален ρ^4. Такой характер зависимости факторов поглощения и рассеяния от ρ имеет место лишь при значениях $\rho \leqslant 0,1$, характерных для частиц сажистого углерода в светящемся пламени мазута и газа. В этом случае в разложениях

(2-3) и (2-4) можно ограничиться рассмотрением лишь одной парциальной волны электрических колебаний с амплитудой c_1. Для частиц больших размеров, образующихся, например, при коксовании капель распыленного жидкого топлива, факторы K_λ^a и K_λ^s связаны с параметром дифракции ρ более сложными зависимостями.

Проведенные расчеты показали, что для полидисперсных систем частиц сажистого углерода эффективные сечения поглощения $\tilde{\sigma}_\lambda^a$ значительно превосходят эффективные сечения поглощения $\sigma_\lambda^a(x_m)$ для монодисперсных систем с частицами размером x_m. Отношение $\tilde{\sigma}_\lambda^a/\sigma_\lambda^a(x_m)$ изменяется в зависимости от численных значений x_m и λ от 1,8 до 2,4. Наибольшего значения это отношение достигает в коротковолновой области спектра теплового излучения пламени для полидисперсных систем частиц сажи с бо́льшими по сравнению с λ значениями x_m. При переходе в длинноволновую область спектра ($\lambda \approx 5$ мкм) указанное отношение понижается примерно на 15 %. Такое изменение спектральных эффективных сечений поглощения связано в основном с превалирующим влиянием частиц больших размеров, для которых $x > x_m$.

Для частиц сажи малых размеров ($\rho \ll 1$), учитывая выражения (2-12), (4-2) и (4-17) и обозначая $z = x/x_m$, можем написать

$$\tilde{\sigma}_\lambda^a = \sqrt{\pi}\, N_0 \frac{M_2(\lambda)}{\lambda} x_m^3 \int_0^\infty z^3 Z(z)\, dz.$$

Замечая, что

$$\int_0^\infty z^3 Z(z)\, dz = 1,$$

получаем

$$\tilde{\sigma}_\lambda^a = \sqrt{\pi^{-1}}\; M_2(\lambda)\, x_m^2 \rho_m N_0. \qquad (4\text{-}25)$$

Как видно из этого равенства, спектральное эффективное сечение поглощения для полидисперсной системы частиц углерода малых размеров целиком определяется модальным размером частиц x_m. При этом отношение

$$\tilde{\sigma}_\lambda^a/\sigma_\lambda^a(x_m) = 4/\sqrt{\pi}$$

вне зависимости от величин λ и x_m.

Как уже отмечалось выше, на практике часто бывает удобным моделировать реальную полидисперсную систему частиц эквивалентной ей по спектральному эффективному сечению поглощения монодисперсной системой. Обозначив через $\bar{x}_*$ размер частиц в такой условной монодисперсной системе, можем написать для произвольных размеров частиц

$$\bar{x}_*^2 = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{x_m^2}{K_\lambda^a(x_*)} \int_0^\infty K_\lambda^a(zx_m)\, z^2 Z(z)\, dz. \qquad (4\text{-}26)$$

Проведенные расчеты показали, что отношение $\bar{x}_*/x_m$ изменяется очень мало при изменении значений x_m и λ. С точностью до 5 % можно принять $\bar{x}_*/x_m = 1{,}26$. Учитывая (4-26), можем при этом написать $\bar{x}_* \approx \bar{x}_{20}$.

Таким образом, спектральное эффективное сечение поглощения для полидисперсной системы частиц равно спектральному эффективному сечению поглощения условной монодисперсной системы с размером частиц $\bar{x}_{20}$. Это свойство полидисперсных систем с функцией распределения частиц по размерам (4-17) удобно использовать при расчетах радиационных характеристик газовых потоков, содержащих частицы произвольных размеров.

По величинам $\tilde{\sigma}^a_\lambda$ и $\tilde{\sigma}^s_\lambda$ несложно определить значение критерия Шустера $\tilde{\mathrm{Sc}}_\lambda = \tilde{\sigma}^s_\lambda/(\tilde{\sigma}^a_\lambda + \tilde{\sigma}^s_\lambda)$ для полидисперсной системы частиц. При этом для области изменения модального размера частиц x_m от 0,02 до 0,2 мкм при $\lambda = 1$ мкм критерий Шустера может быть рассчитан по формуле

$$\tilde{\mathrm{Sc}}_\lambda = \frac{3\,(x_m - 0{,}002)^{1{,}4}}{1 - 1{,}12 x_m}, \tag{4-27}$$

где величина x_m выражена в микрометрах.

Зная функцию распределения частиц по размерам $N\,(x)$, нетрудно определить также индикатрису рассеяния для полидисперсной системы частиц углерода:

$$\tilde{\gamma}_\lambda(\theta) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int\limits_0^\infty \gamma_\lambda(\theta,\ x_m z)\, Z(z)\, dz. \tag{4-28}$$

Проинтегрировав (4-28) по всем направлениям, можем написать

$$\frac{1}{2}\int\limits_0^\pi \tilde{\gamma}_\lambda(\theta)\sin\theta d\theta = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^\infty\int\limits_0^\pi \gamma_\lambda(\theta,\ x_m z)\, z^2 e^{-z^2}\sin\theta d\theta dz.$$

Проведенные расчеты показали, что при значениях $\rho_m < 0{,}1$ изменение модального размера частиц x_m не оказывает заметного влияния на характер индикатрисы рассеяния. Все индикатрисы близки к рэлеевской. При значениях $\rho > 0{,}1$ индикатрисы рассеяния рассматриваемых полидисперсных систем имеют различную степень асимметрии, которая возрастает по мере увеличения модального размера частиц x_m.

На рис. 4-15 сопоставляются между собой индикатрисы рассеяния для полидисперсной и монодисперсной систем частиц. Принято, что все частицы монодисперсной системы имеют размер $x = 0{,}2$ мкм, равный модальному размеру частиц полидисперсной системы $x_m = 0{,}2$ мкм. Из рисунка видно, что полидисперсная система частиц рассеивает вперед значительно больше энергии, чем монодисперсная система при указанных выше условиях. Для последней индикатриса рассеяния не очень сильно отличается от рэлеевской, в то время как для полидисперсной системы частиц это

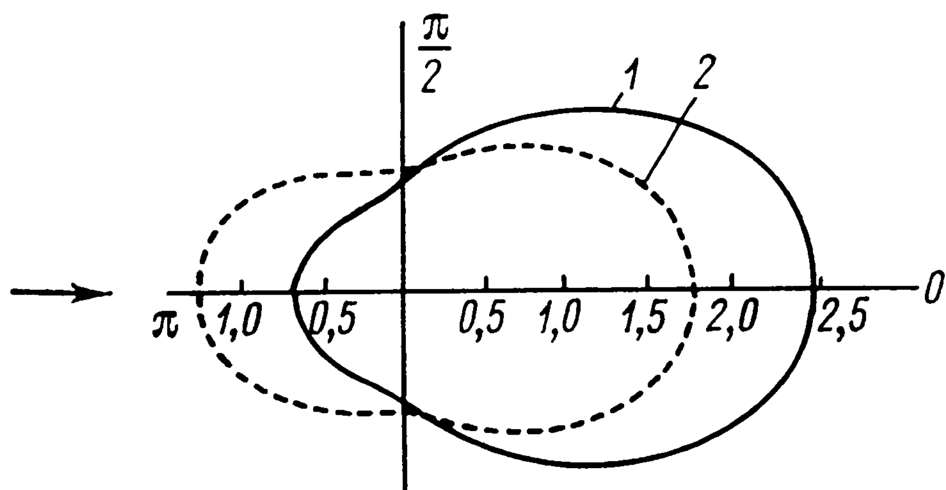


Рис. 4-15. Индикатрисы рассеяния для поли- и монодисперсной систем частиц углерода при $\lambda = 1$ мкм

1 — полидисперсная система частиц с модальным размером $x_m = 0,2$ мкм; *2* — монодисперсная система частиц с размером $x = 0,2$ мкм

различие велико. Оно связано с тем, что в полидисперсной системе всегда имеется определенное число частиц с размерами, бо́льшими модального, в то время как в монодисперсной системе такие частицы отсутствуют.

Наличие в полидисперсной системе частиц с размерами $x > x_m$ приводит к такой трансформации индикатрисы рассеяния, при которой увеличивается доля энергии, рассеиваемой частицами вперед по направлению распространения падающего излучения, по сравнению с рассеянием вперед для монодисперсной системы, в которой все частицы имеют размер $x = x_m$. В рассматриваемых условиях ($x_m = 0,2$ мкм и $x = 0,2$ мкм) увеличение длины волны излучения приводит к соответствующему уменьшению параметров ρ и ρ_m. При этом уже для значения $\lambda = 6$ мкм индикатрисы рассеяния как для полидисперсной, так и для монодисперсной системы частиц близки к рэлеевским.

Воспользовавшись приведенными зависимостями, можно проводить расчеты и анализ условий теплового излучения полидисперсных систем частиц сажистого углерода в светящемся пламени.

Для расчета теплообмена в топках [56] используется интегральный коэффициент поглощения сажистых частиц $\tilde{\alpha}$, являющийся функцией температуры T. В работе [7] было показано, что характер температурной зависимости для $\tilde{\alpha}$ непосредственно связан с зависимостью спектрального коэффициента поглощения $\tilde{\alpha}_\lambda$ от длины волны излучения λ. Эта зависимость, в свою очередь, обусловливается зависимостью фактора поглощения K_λ^a от параметра дифракции ρ и дисперсии оптических констант сажи.

В соответствии с работами [7, 37, 56] интегральная оптическая толщина слоя для потока частиц сажистого углерода при сжигании жидких и газообразных топлив определяется по формуле

$$\tau_c = 0,03\,(1,6 \cdot 10^{-3}T - 0,5)\,(2 - \alpha)\frac{C^p}{H^p}L. \qquad (4\text{-}29)$$

Влияние вида топлива на условия сажеобразования учитывается здесь отношением C^p/H^p, а влияние режимных условий сжигания — коэффициентом избытка воздуха α.

При сжигании мазута и газа ядро факела обычно заметно отличается по светимости от остального объема топки, заполненного газообразными продуктами сгорания. При этом уменьшение на-

грузки, сопровождающееся ростом коэффициента избытка воздуха, обычно приводит к уменьшению объема светящейся части факела с одновременным заметным увеличением ее температуры. Изменение объема светящейся части факела начинается лишь при достижении определенных скоростей воздуха на выходе из горелок. При высоких скоростях воздуха горение, протекающее вблизи диффузионной области, обусловливает независимость размеров факела от количества сжигаемого топлива. Поэтому эффект изменения условий теплоотдачи возникает только при сравнительно низких дутьевых форсировках горелок. В этом отношении условия работы топок стационарных котлоагрегатов существенно отличаются от условий работы высоконапряженных топочных камер, в частности камер сгорания газотурбинных установок и топок корабельных котлов.

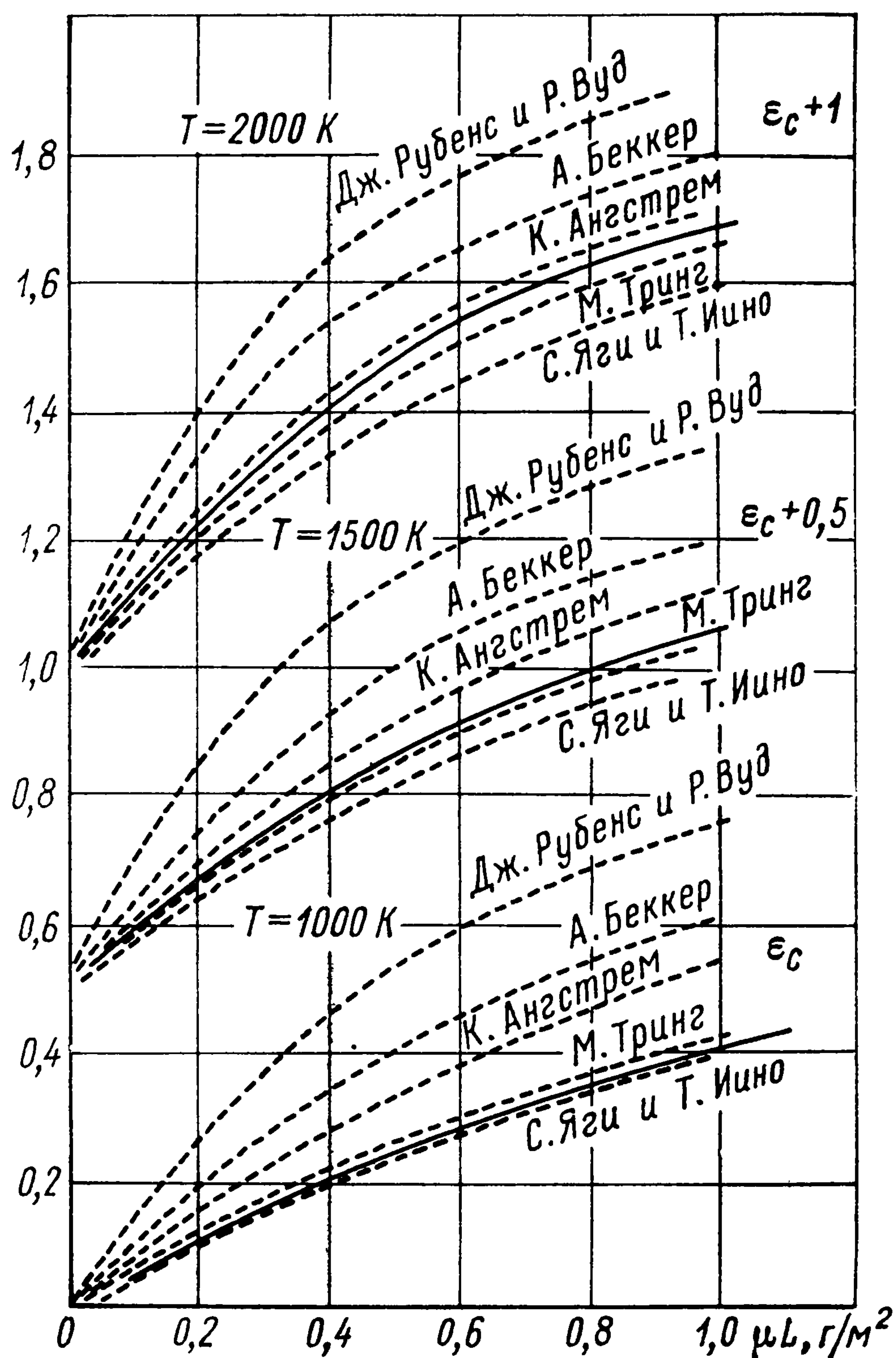


Рис. 4-16. Сопоставление результатов расчетов по нашей зависимости (4-29) (сплошные кривые) с данными других авторов [86] (штриховые кривые)

С учетом изложенного в работе [56] эффективная степень черноты пламени при сжигании мазута и газа рассчитывается по формуле

$$\varepsilon_ф = m\varepsilon_{св} + (1 - m)\,\varepsilon_г, \qquad (4\text{-}30)$$

учитывающей относительное заполнение m топочного объема светящейся частью пламени. Степени черноты светящейся и несветящейся частей пламени рассчитываются при этом по формулам:

$$\varepsilon_{св} = 1 - e^{-(\tau_с + \tau_г)}; \qquad \varepsilon_г = 1 - e^{-\tau_г}, \qquad (4\text{-}31)$$

где $\tau_с$ и $\tau_г$ — оптические толщины слоя для потоков частиц сажи и газообразных продуктов сгорания (CO_2 и H_2O). Для газа принимается $m = 0{,}1$, а для мазута $m = 0{,}55$.

Интересно сопоставить полученные решения с данными других авторов. На рис. 4-16 приведены кривые, заимствованные из работы Т. Сато, Т. Кунитомо, Ф. Накашимо и Х. Фуджии [86], в которой проведен анализ результатов расчета степени черноты потока

частиц сажи с учетом нашей зависимости (4-29) для оптической толщины слоя.

Результаты расчетов по (4-29) сравниваются в этой работе с известными данными Дж. Рубенса и Р. Вуда, А. Беккера, К. Ангстрема, М. Тринга, С. Яги, Т. Иино. Как видно из рисунка, результаты расчета по нашей зависимости в области температур от 1000 до 2000 К лучше всего согласуются с данными М. Тринга. При температуре 1000 К они близки к данным М. Тринга, а также С. Яги и Т. Иино, а при температурах 1500 и 2000 К— к данным М. Тринга и К. Ангстрема.

4-8. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТОПКИ ПРИ СЖИГАНИИ МАЗУТА

Для совершенствования методов расчета теплообмена в топках, а также анализа условий горения и теплообмена в первую очередь необходимо располагать данными о характеристиках теплового излучения, связанных с особенностями сжигания топлива в топочных камерах различных конструкций. Учитывая селективные радиационные свойства пламени и загрязненных экранных поверхностей нагрева, в первую очередь необходимо иметь данные о спектральных радиационных характеристиках топки в реальных условиях работы агрегатов. Особенно необходимы эти данные для разработок и использования зональных методов расчета теплообмена в топках.

В этой связи ниже приводятся полученные в результате промышленных исследований спектральные и интегральные радиационные характеристики теплового излучения топки в различных зонах по ходу выгорания факела. Опыты охватывают газомазутные котлоагрегаты ТГМП-114, ТГМП-324, ТГМП-204, ПК-41 и ТГМ-444. Схемы топочных камер указанных котлоагрегатов приведены на рис. 4-17.

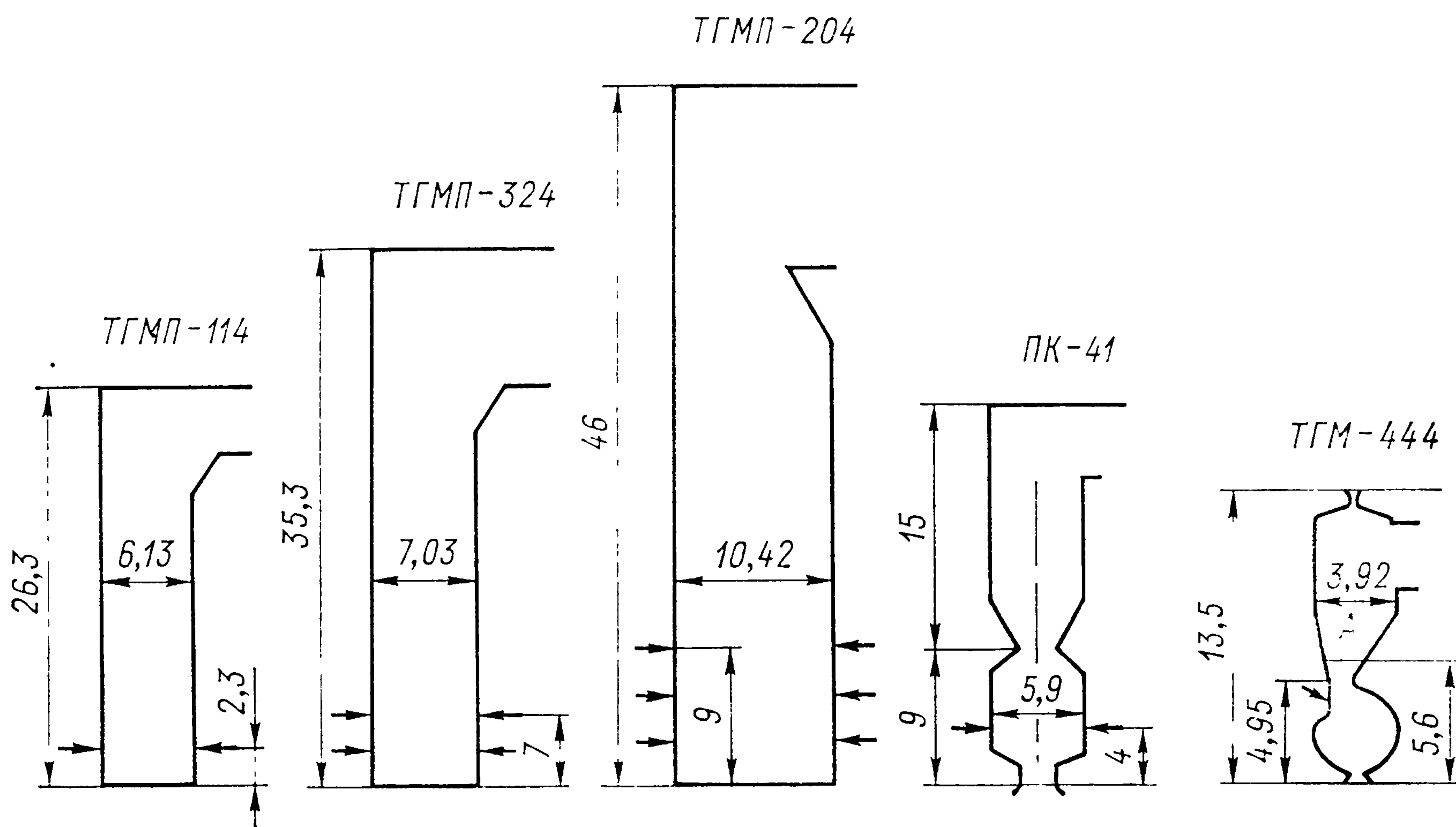


Рис. 4-17. Схемы топочных камер газомазутных котлоагрегатов

А — граница зоны ошипованных экранов

В процессе опытов на котлоагрегате ТГМП-114 были изучены спектральные распределения плотности потока падающего излучения в различных зонах по высоте топки, концентрация и дисперсный состав частиц сажи. Газомазутный двухкорпусный котлоагрегат ТГМП-114 производительностью $D = 950$ т/ч с призматической топкой оборудован шестью турбулентными горелками производительностью по мазуту 6 т/ч, расположенными встречно в одном ярусе. Тепловое напряжение топочного объема и площади поперечного сечения топки при номинальной нагрузке равны соответственно $q_v = 268$ кВт/м^3 и $q_F = 5820$ кВт/м^2. Котел оборудован системой рециркуляции дымовых газов с забором их за водяным экономайзером при температуре 600 К и введением в топку через шесть прямоугольных горизонтальных сопл, установленных под горелками на расстоянии 2055 мм от их осей.

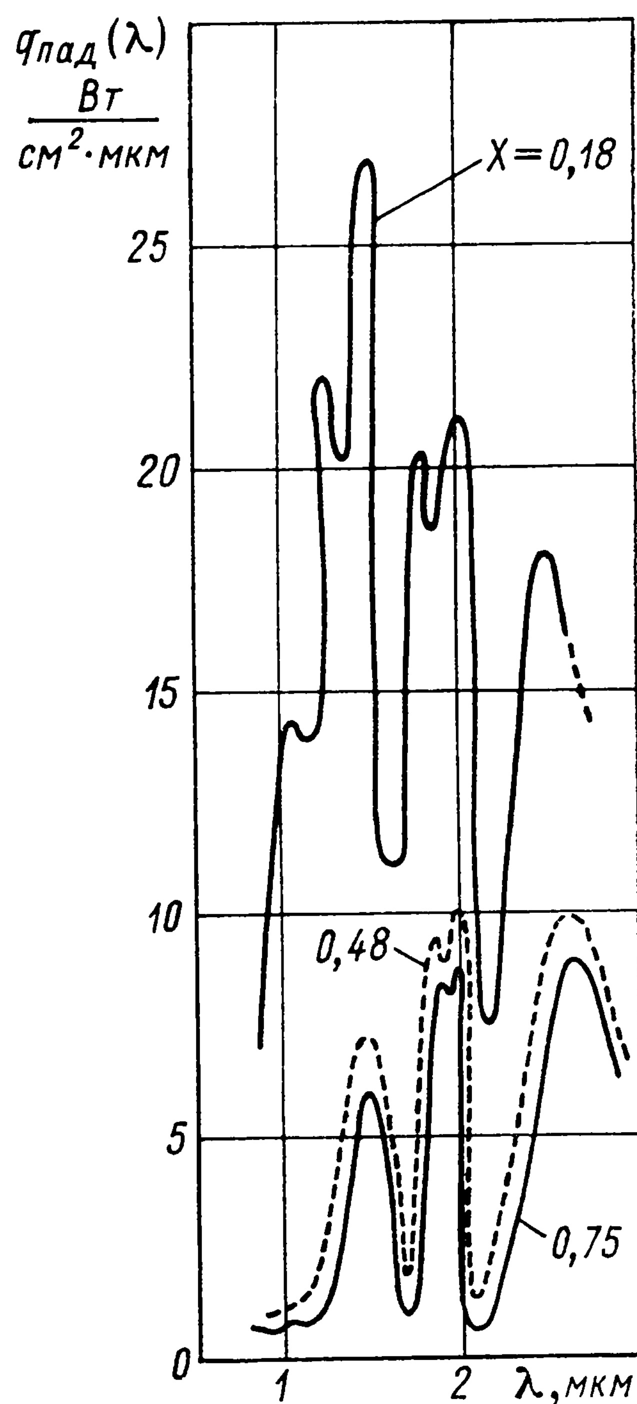


Рис. 4-18. Спектральная поверхностная плотность потока падающего излучения $q_{пад}$ (λ) в различных зонах по высоте топки котлоагрегата ТГМП-114

Опыты по исследованию спектрального распределения поверхностной плотности потока падающего излучения были проведены при номинальной нагрузке агрегата, коэффициенте избытка воздуха $\alpha = 1,02$ и степени рециркуляции дымовых газов $r = 12$ %. На рис. 4-18 показаны характерные для различных зон топки зависимости $q_{пад}$ (λ). Как уже отмечалось выше, относительное расположение зон характеризуется здесь безразмерным параметром $X = (H - H_г)/(H_т - H_г)$, где $H_г$ и $H_т$ — соответственно уровни расположения горелок и выходного окна топки. Для ядра факела, расположенного на уровне горелок, $H = H_г$ и $X = 0$. Для зоны на уровне выходного окна топки $H = H_т$ и $X = 1$. Приведенные данные показывают высокую степень селективности теплового излучения топки во всех зонах по ходу выгорания факела.

Спектральное распределение поверхностной плотности потока излучения связано с собственным тепловым излучением CO_2, H_2O и частиц сажи, а также эффективным излучением загрязненных поверхностей экранных труб. Селективные особенности спектра потока падающего излучения обусловливаются в зависимости от температуры спектральными радиационными характеристиками указанных выше источников излучения: полосовым спектром из-

лучения CO_2 и H_2O и сплошными спектрами излучения частиц сажи и экранных поверхностей нагрева.

Аналогично изменению спектральной поверхностной плотности потока падающего излучения $q_{пад}(\lambda)$ также изменяется спектральная степень черноты топки $\varepsilon_т(\lambda)$ во всех зонах, находящихся на различном удалении от горелочных устройств. На начальном участке факела основное влияние на величину $\varepsilon_т(\lambda)$ оказывает излучение частиц сажи, особенно в коротковолновой части спектра. В конце топочной камеры на значительном удалении от горелок спектральная степень черноты топки почти полностью определяется излучением трехатомных топочных газов CO_2 и H_2O. Концентрация частиц сажи в этой зоне топки очень мала, и они практически не влияют на спектральную степень черноты топки.

На основании приведенных данных по излучению пламени в «окнах» прозрачности CO_2 и H_2O была установлена спектральная степень черноты $\varepsilon_c(\lambda)$ потока частиц сажи в пламени. Она уменьшается с увеличением длины волны излучения λ, особенно на начальном участке факела. По мере удаления от горелочных устройств эта зависимость ослабевает.

В котлостроении широко используется рециркуляция в топочную камеру частично охлажденных дымовых газов, что позволяет снизить температурный уровень экранов и стабилизировать тепловосприятие нижней радиационной части топки (НРЧ). В результате существенно изменяются характеристики топочного процесса во всех зонах по высоте топочной камеры. В то же время в нормативном методе [56] это влияние учитывается лишь частично при определении объема и энтальпии продуктов сгорания.

Изменение степени рециркуляции r приводит к изменению температурного поля топки, концентрации и дисперсного состава частиц сажи и, как следствие, к изменению всех радиационных характеристик пламени — спектральных и интегральных. Влияние степени рециркуляции дымовых газов на концентрацию и дисперсный состав частиц сажи в пламени рассматривалось в предыдущих параграфах. Опыты, проведенные на котлоагрегате ТГМП-114, показали, что увеличение степени рециркуляции r дымовых газов в топочную камеру приводит к уменьшению коэффициента поглощения пламени $\alpha_ф$ и коэффициента поглощения потока частиц сажистого углерода α_c в зоне максимального тепловыделения. В то же время в удаленных от этой зоны областях топки изменение r очень слабо сказывается на указанных величинах. Изменение степени рециркуляции r незначительно влияет на коэффициент поглощения газообразных продуктов сгорания $\alpha_г$. Увеличение $\alpha_г$, связанное с уменьшением температуры пламени при увеличении r, компенсируется соответствующим уменьшением этой величины в связи со снижением концентрации в пламени CO_2 и H_2O. Изменение же величины α_c с изменением r примерно аналогично по своему характеру соответствующему изменению концентрации сажи в пламени μ.

Заполнение топки светящимся пламенем непосредственно свя-

зано с характером распределения концентрации сажи в различных зонах по высоте топочной камеры. Как показали проведенные опыты, при значениях $\mu \leqslant 0,1$ г/м^3 факел можно рассматривать как несветящийся и определять, таким образом, границу светящейся части пламени и соответственно значение m. Относительное заполнение топочного объема светящейся частью пламени возрастает с увеличением степени рециркуляции по зависимости вида

$$m = 0,55\,(1 + 1,5r).$$

При отсутствии рециркуляции ($r = 0$) получаем нормативное значение $m = 0,55$.

В отличие от величины m коэффициент поглощения сажистых частиц α_c уменьшается с увеличением степени рециркуляции r. Зависимость α_c от r носит линейный характер и для среднего значения $\bar{\alpha}_c$, отнесенного к температуре газов на выходе из топки, может быть представлена в виде

$$\bar{\alpha}_c = \alpha_c^0\,(1 - 2,5r],$$

где α_c^0 — коэффициент поглощения частиц сажи при отсутствии рециркуляции, определяемый в соответствии с формулой (4-29).

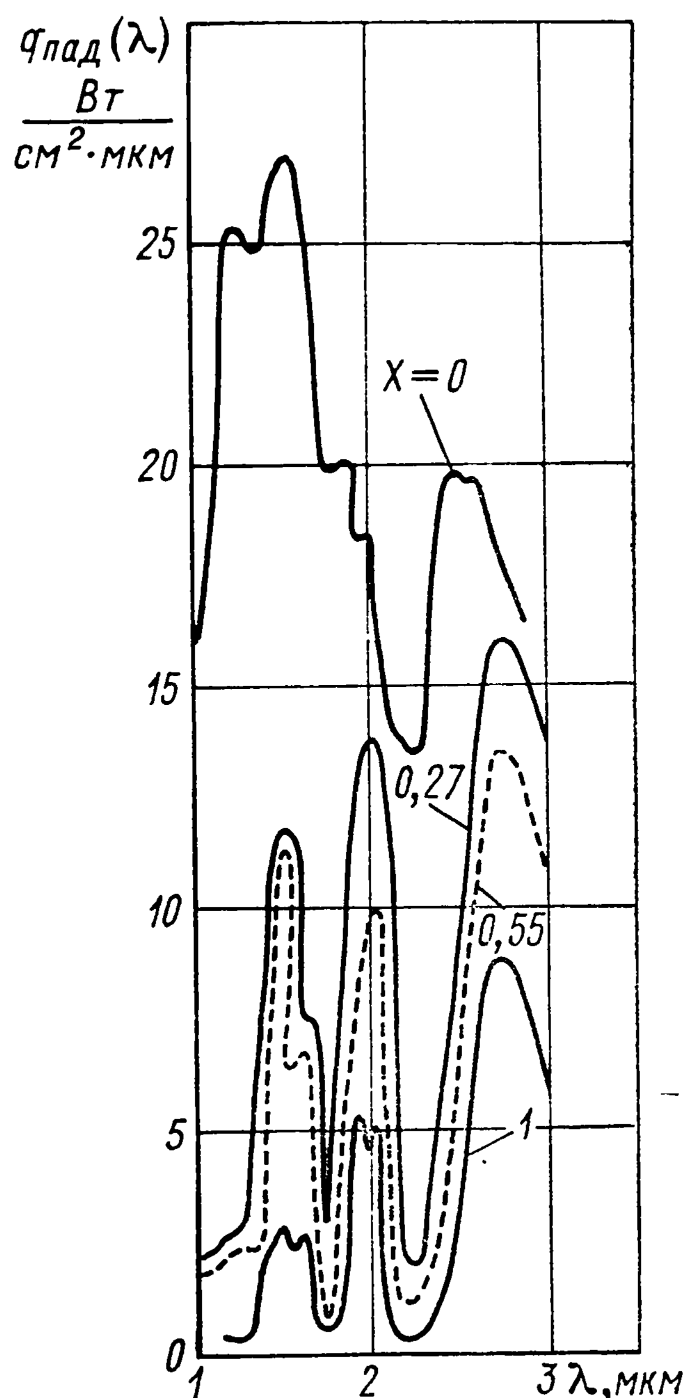


Рис. 4-19. Спектральная поверхностная плотность потока падающего излучения $q_{пад}(\lambda)$ в различных зонах по высоте топочной камеры котлоагрегата ТГМП-324

Аналогичное исследование было проведено также на однокорпусном котлоагрегате ТГМП-324 блока 300 МВт. В отличие от котлоагрегата ТГМП-114 топочная камера здесь оборудована цельносварными газоплотными панелями и котел работает под наддувом $0,32 \cdot 10^{-2}$ МПа. Тепловое напряжение топочного объема при номинальной нагрузке равно 290 кВт/м^3, а тепловое напряжение площади поперечного сечения топки 7100 кВт/м^2. Топка оборудована шестнадцатью двухпоточными горелками производительностью по мазуту 4,6 т/ч, расположенными встречно в два яруса. Рециркулирующие дымовые газы отбираются из газохода между водяным экономайзером и регенеративным воздухоподогревателем (РВП) и подаются в топку в смеси с воздухом через периферийные каналы горелок.

Опыты на этом котлоагрегате были проведены при нагрузке 300 МВт, коэффициенте избытка воздуха $\alpha = 1,02$ и степени рециркуляции дымовых газов $r = 0,12$. На рис. 4-19 для этого котлоагрегата представлены данные о спектральном распределении

поверхностной плотности потока падающего излучения $q_{пад}(\lambda)$ в различных зонах по высоте топки. Это распределение по своему характеру аналогично спектральному распределению $q_{пад}(\lambda)$ для котлоагрегата ТГМП-114. Оно характеризуется высокой степенью селективности, существенным изменением по ходу выгорания факела соотношения между излучением частиц сажи и газовым излучением, наличием локальных максимумов и минимумов и рядом других особенностей.

Проведенный анализ показал, что как для котлоагрегата ТГМП-114, так и для котлоагрегата ТГМП-324 оптическая толщина слоя потока частиц сажи изменяется обратно пропорционально длине волны излучения λ. Характер изменения по высоте топки радиационных свойств пламени примерно одинаков для обоих котлоагрегатов, однако в топочной камере коглоагрегата ТГМП-324 светящаяся часть факела несколько опущена вниз по сравнению с топкой котлоагрегата ТГМП-114.

Дисперсный состав частиц сажи в обоих котлоагрегатах примерно одинаков, однако уровень концентрации сажи несколько выше в топке котлоагрегата ТГМП-114.

Исследование теплообмена в топке однокорпусного котлоагрегата ТГМП-204 блока 800 МВт, проведенное Л. М. Сорокопудом и Н. Г. Быстровым, ставило своей целью изучение распределения поверхностной плотности потока падающего излучения и радиационных свойств пламени по высоте топочной камеры. Топка этого котлоагрегата оборудована цельносварными экранами и предназначена для работы под наддувом. На котле установлено 36 круглых газомазутных горелок производительностью по 5,2 т/ч. Они расположены на фронтовой и задней стенах топки в три яруса по шесть горелок в каждом. Расстояние между ярусами 3 м. Котел оборудован системой рециркуляции с забором дымовых газов из дымохода за водяным экономайзером и подачей их в горелки, а также непосредственно в верхнюю часть топки. По сравнению с котлоагрегатом ТГМП-324 тепловое напряжение площади поперечного сечения топки увеличено здесь до 8200 кВт/м^2.

Основные результаты исследования представлены на рис. 4-20. Здесь показано, как изменяются по высоте топочной камеры поверхностная плотность потока падающего излучения $q_{пад}$, степень черноты топки $\varepsilon_т$ и пламени $\varepsilon_ф$, а также степень черноты потоков частиц сажи $\varepsilon_с$ и трехатомных топочных газов $\varepsilon_г$. В отличие от котлоагрегатов ТГМП-114 и ТГМП-324 обращает на себя внимание высокая степень неоднородности распределения по высоте топки величин $q_{пад}$, $\varepsilon_т$, $\varepsilon_ф$ и $\varepsilon_с$. Исследование выявило сравнительно небольшое заполнение топочного объема светящимся пламенем, которому соответствует величина $m = 0{,}26$. На рисунке приведены также величины $\varepsilon_т$ и $\varepsilon_ф$, рассчитанные по зависимостям нормативного метода [56]. Они существенно отличаются от установленных в опытах.

Приведенные данные были получены при работе котлоагрегата с паромеханическими форсунками «Титан», которые создавали

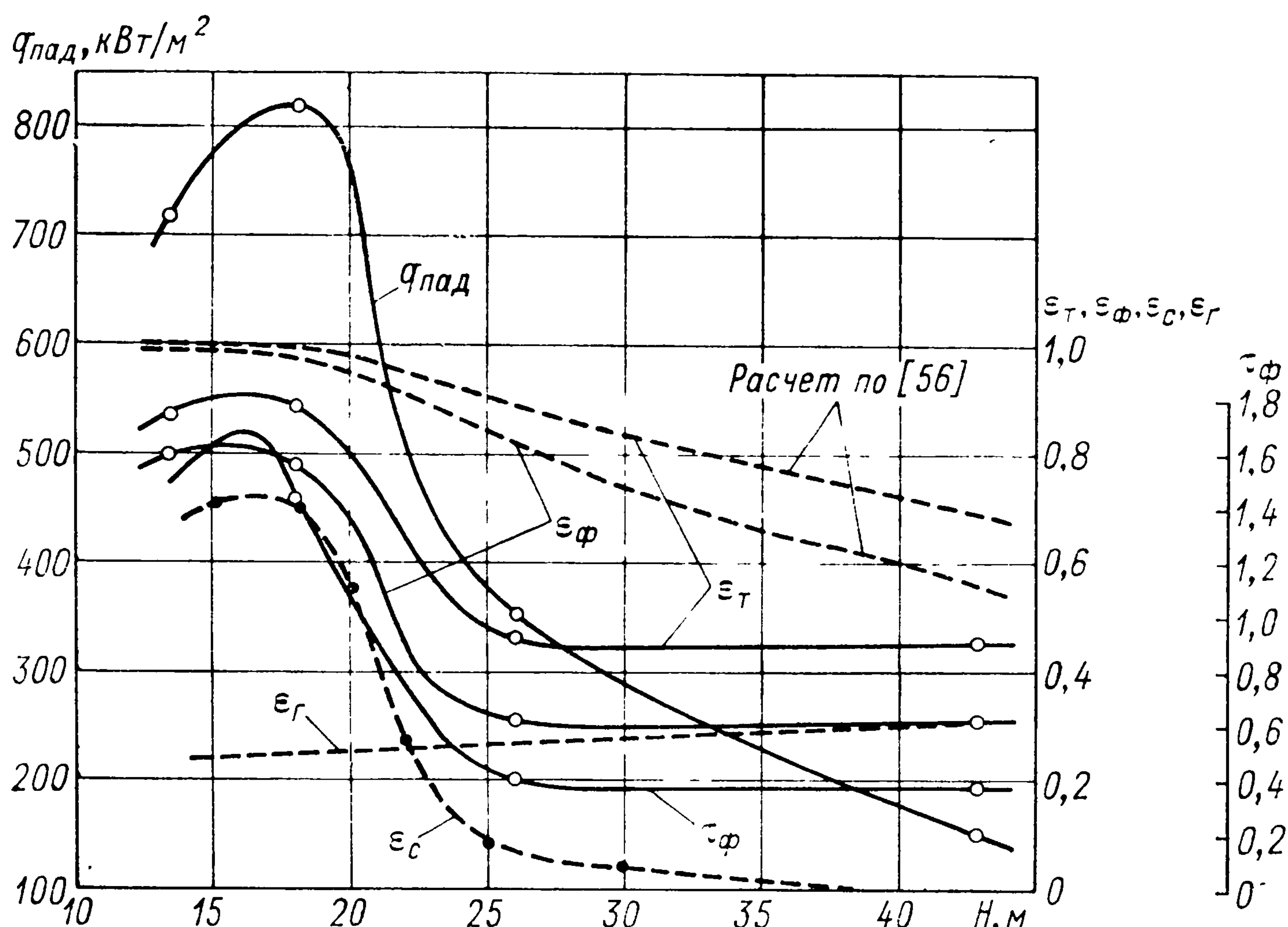


Рис. 4-20. Характеристики теплового излучения топочной камеры котлоагрегата ТГМП-204 блока 800 МВт (α = 1,03; r = 14 %). Величины $\varepsilon_ф$ и $\tau_ф$ определены при ψ = 0,55

слишком большой угол раскрытия топливного факела (около 100°), что приводило к концентрации факела в нижней части топочной камеры. Большая часть топки выше зоны максимального тепловыделения была заполнена при этом газообразными продуктами полного сгорания CO_2 и H_2O. В дальнейшем при установке на агрегате паромеханических форсунок ЦКТИ имени И. И. Ползунова угол раскрытия топливного факела был уменьшен до 85°, что, естественно, привело к увеличению относительного заполнения топки светящимся факелом и увеличению тепловосприятия экранов.

На рис. 4-21 приведены опытные данные о спектральной поверхностной плотности потока падающего излучения в зоне пережима (H = 10,3 м) топки котлоагрегата ПК-41 при сжигании мазута с подогревом до 195 К. Котел отличается от других газомазутных котлов такой же производительности более высоким тепловым напряжением топочного объема (q_v = 483 кВт/м³). Котел оборудован полуоткрытой топкой с восьмью вихревыми горелками, расположенными встречно в одном ярусе. Рециркулирующие газы через раздающее устройство подаются с пода под корни горелочных факелов. Наряду с данными о $q_{пад}$ (λ) на рисунке приведены также данные о спектральной степени черноты топки $\varepsilon_т$ (λ). Высокий подогрев мазута интенсифицирует процесс сажеобразования и приводит к повышению спектральной степени черноты пламени и его высокой селективности. Интегральная степень черноты топки уменьшается в направлении к выходному окну по зависимости, близкой к линейной.

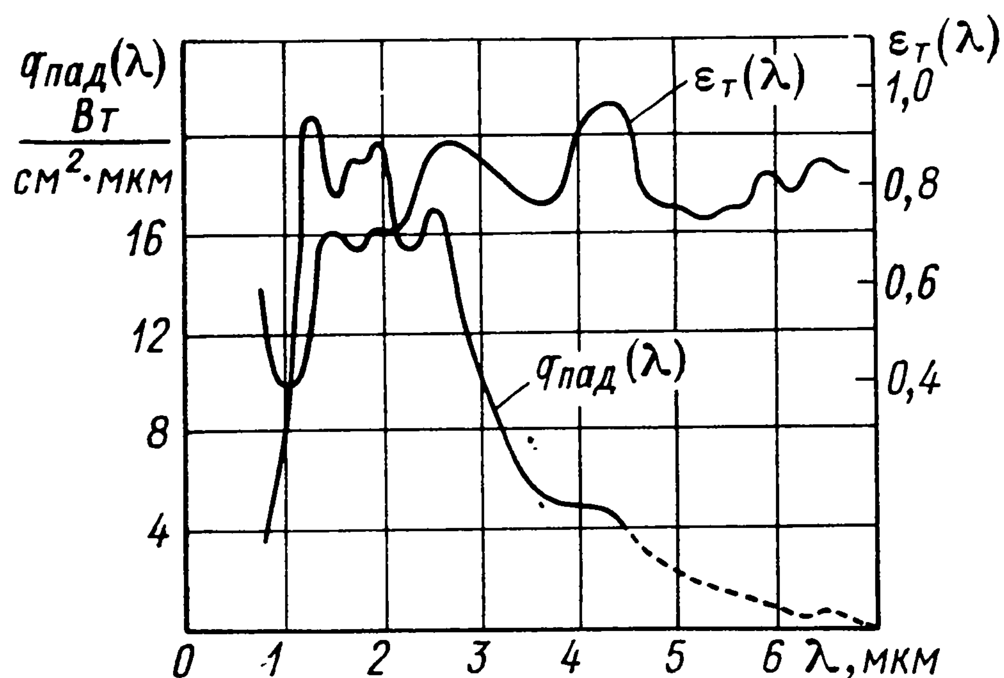


Рис. 4-21. Спектральные поверхностная плотность потока падающего излучения $q_{пад}(\lambda)$ и степень черноты топки $\varepsilon_т(\lambda)$ котлоагрегата ПК-41 в зоне $H = 10{,}3$ м

Особый интерес представляют результаты исследований характеристик теплообмена в топке малогабаритного котлоагрегата ТГМ-444. Эти исследования были проведены при различных нагрузках агрегата — от номинальной ($D = 500$ т/ч) до 200 т/ч. Представленные на рис. 4-22 данные показывают, как изменяется интегральная степень черноты топочного излучения в различных зонах камер горения и охлаждения. Уменьшение нагрузки в два раза по сравнению с номинальной приводит к снижению степени черноты топочного излучения примерно на 30 % в камере охлаждения и на 15 % в камере горения. При этом, естественно, изменяются также температура пламени в различных зонах топки и плотность потока падающего излучения $q_{пад}$.

На рис. 4-23 приведены данные о спектральной поверхностной плотности потока падающего излучения $q_{пад}(\lambda)$ в различных зонах по высоте камеры охлаждения при номинальной нагрузке агрегата. Аналогичные спектральные распределения поверхностной плотности потока падающего излучения наблюдаются и в камере горения.

На границе ошипованной зоны в середине диффузора спектральная поверхностная плотность потока падающего излучения достигает наиболее высоких значений, несколько превышающих значения $q_{пад}(\lambda)$ в пристенной зоне камеры горения.

Кривые спектрального распределения $q_{пад}(\lambda)$ не имеют больших провалов в «окнах» прозрачности CO_2 и H_2O и являются достаточно монотонными. По мере приближения к выходному окну топки спектральная поверхностная плотность потока падающего излучения заметно уменьшается.

В соответствии с изменением $q_{пад}(\lambda)$ изменяется также интегральная по-

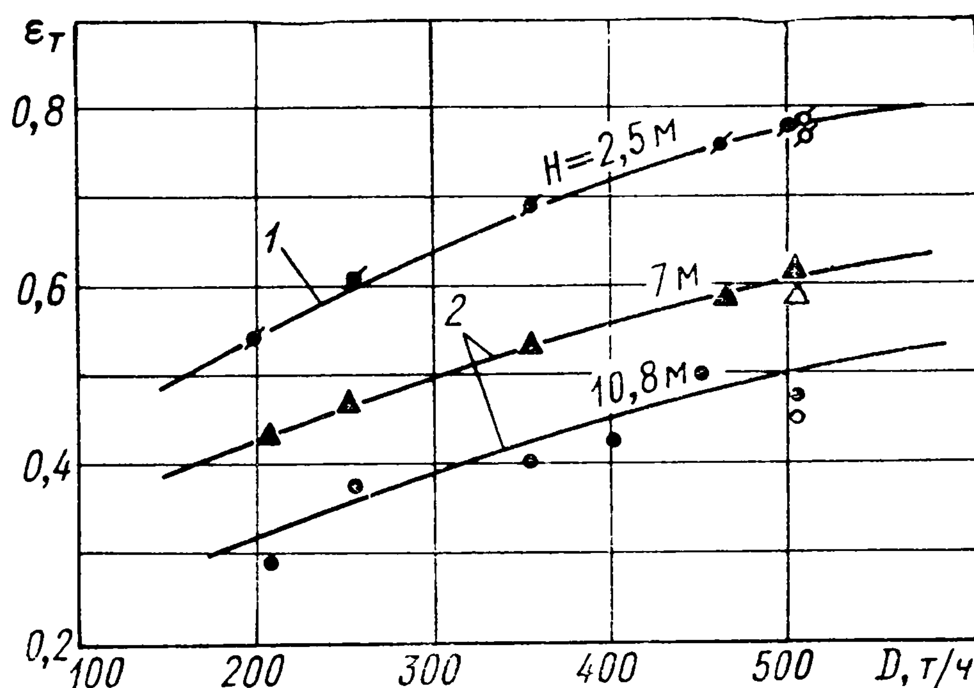


Рис. 4-22. Влияние нагрузки D на степень черноты топки в камерах горения (1) и охлаждения (2) котлоагрегата ТГМ-444

верхностная плотность потока падающего излучения $q_{пад}$, как это показано на рис. 4-24. Наибольших значений этот поток достигает в области диффузора непосредственно за границей ошипованных экранов. В камере горения величина $q_{пад}$ изменяется мало, а в камере охлаждения существенно уменьшается в направлении к выходному окну топки.

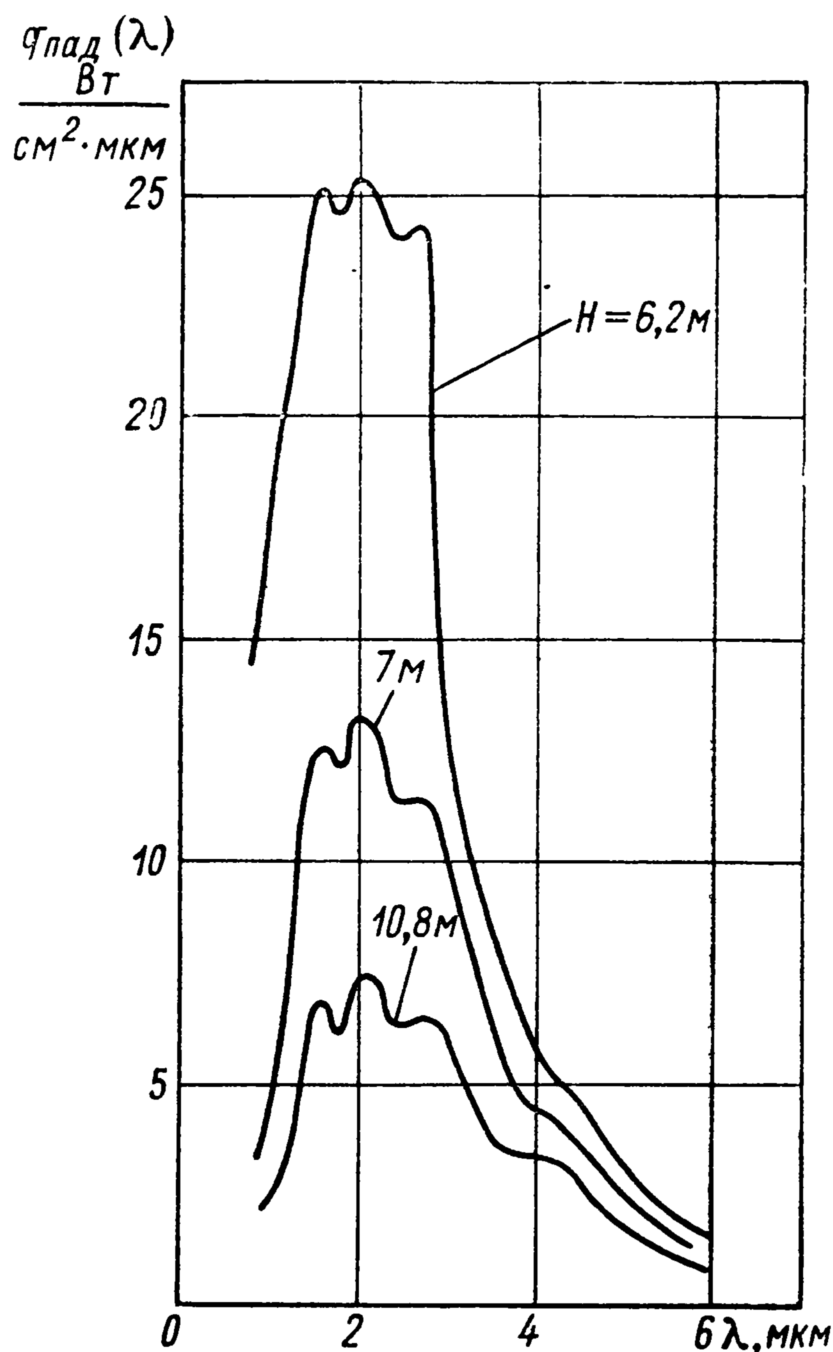


Рис. 4-23. Спектральная поверхностная плотность потока падающего излучения в различных зонах по высоте камеры охлаждения котлоагрегата ТГМ-444 при номинальной нагрузке

На рисунке приведены также данные о коэффициенте тепловой эффективности экранов $\psi = q_{рез}/q_{пад}$, установленные непосредственно при проведении опытов и по нормативному методу [56]. Воспользовавшись этими данными, несложно определить интегральную плотность потока собственного излучения пламени $q_ф$ в различных зонах топочной камеры.

На рис. 4-24 показаны значения $q_ф$, определенные по опытным и нормативным значениям ψ. Они удовлетворительно согласуются между собой. Максимального значения величина $q_ф$ достигает в зоне непосредственно за ошипованными экранами.

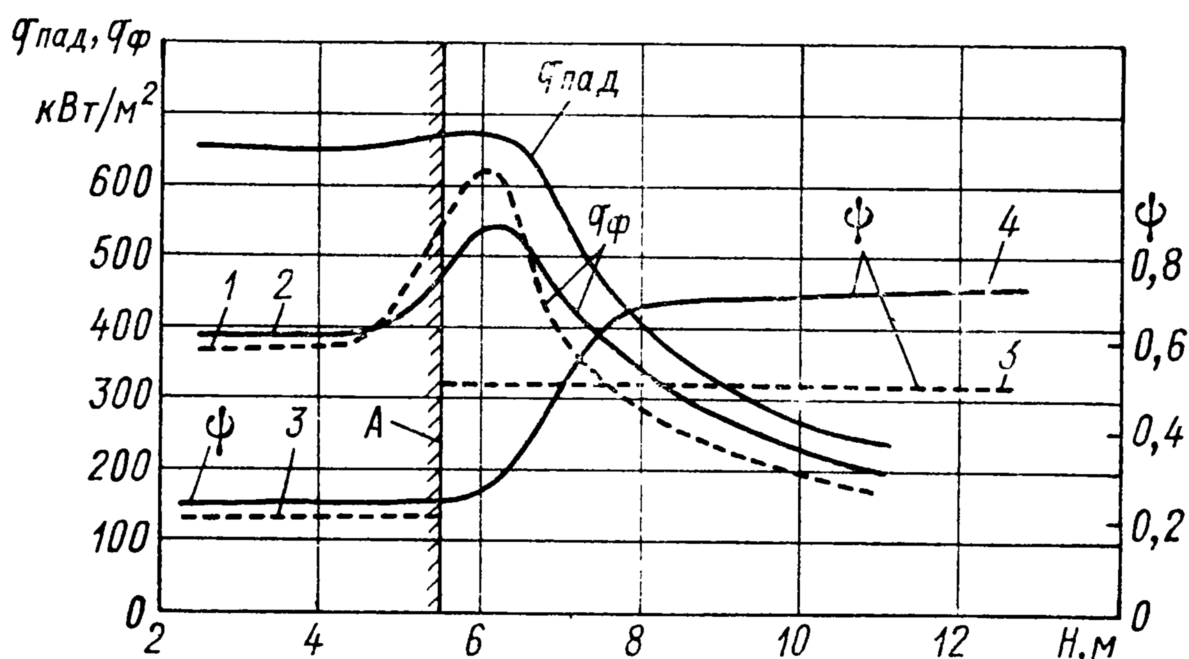


Рис. 4-24. Изменение по высоте топки котлоагрегата ТГМ-444 интегральной плотности потока падающего излучения $q_{пад}$, интегральной плотности потока собственного излучения факела $q_ф$ и коэффициента тепловой эффективности экранов ψ

1 — расчет по величине $q_{пад}$ при нормативном значении ψ [56]; *2* — то же при установленном в опытах значении ψ; *3* — нормативное значение ψ [56]; *4* — установленное в опытах значение ψ; *А* — граница зоны ошипованных экранов

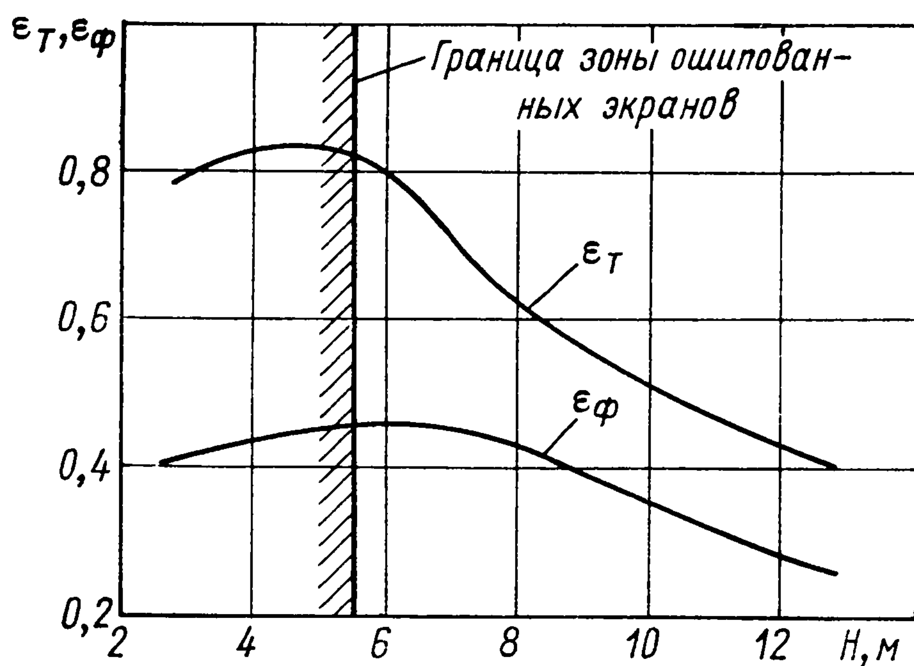


Рис. 4-25. Интегральные степени черноты топки $\varepsilon_т$ и пламени $\varepsilon_ф$ при нагрузке $D=500$ т/ч для котлоагрегата ТГМ-444

Возвращаясь к величине ψ, заметим, что в камере горения опытные и нормативные значения ψ практически совпадают. В камере охлаждения различия между ними являются более существенными. По опытным данным величина ψ изменяется здесь от 0,22 в камере горения до 0,7 в камере охлаждения.

На основании приведенных данных о температуре пламени и интегральных поверхностных плотностях потоков падающего $q_{пад}$ и собственного излучения $q_ф$ пламени несложно определить интегральные степени черноты топки $\varepsilon_т$ и пламени $\varepsilon_ф$. На рис. 4-25 показано, как изменяются эти величины по высоте топочной камеры.

4-9. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТОПКИ ПРИ СЖИГАНИИ ПРИРОДНОГО ГАЗА

Исследование характеристик теплового излучения топки при сжигании природного газа и совместном сжигании природного газа и мазута было проведено на котлоагрегатах ТГМ-94 и БКЗ-160-100ГМ. Схемы топочных камер этих котлоагрегатов приведены на рис. 4-26. Котлоагрегат ТГМ-94 производительностью 500 т/ч оборудован тремя ярусами горелок, расположенных на фронтовой стенке топки. В каждом ярусе размещено по 7 горелок. Сжигание топлив производится при раздельной подаче мазута и природного газа в горелки. Котлоагрегат БКЗ-160-100 ГМ производительностью 160 т/ч оборудован четырьмя газомазутными горелками, расположенными на боковых стенах топки встречно в одном ярусе. Сжигание топлив осуществляется при совместной подаче мазута и газа в горелки.

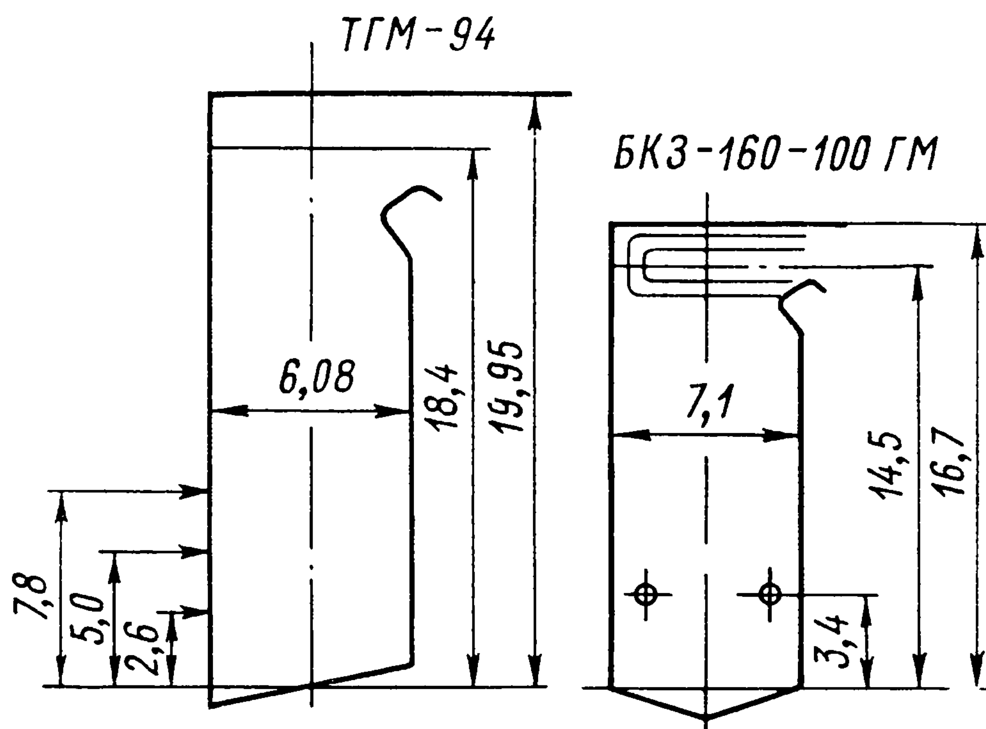


Рис. 4-26. Схемы топочных камер котлоагрегатов ТГМ-94 и БКЗ-160-100 ГМ

На рис. 4-27 приведены данные о спектральной поверхностной плотности потока падающего излучения в топке котлоагрегата

БКЗ-160-100 ГМ в трех зонах по высоте топочной камеры при сжигании природного газа с коэффициентом избытка воздуха $\alpha = 1{,}06$. Эти данные показывают высокую степень селективности теплового излучения топки во всех зонах по ее высоте. В то же время в отличие от мазутного пламени пламя природного газа характеризуется более низкой концентрацией сажи и более высокой ее дисперсностью.

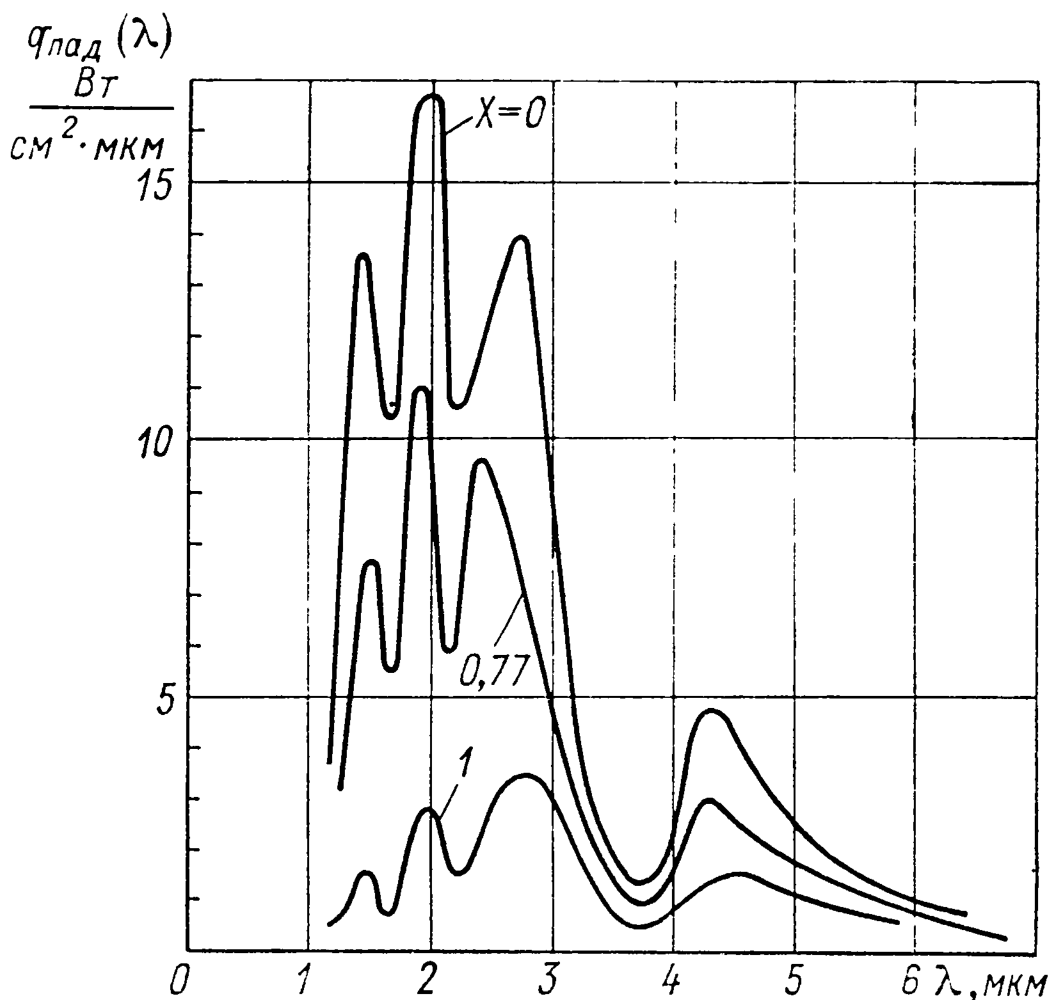


Рис. 4-27. Спектральная поверхностная плотность потока падающего излучения $q_{пад}(\lambda)$ в различных зонах по высоте топочной камеры котлоагрегата БКЗ-160-100ГМ при сжигании природного газа

Как и при сжигании мазута, тепловое излучение пламени природного газа обусловливается излучением газообразных продуктов полного сгорания (CO_2 и H_2O) и взвешенных в их потоке частиц сажистого углерода. Эти частицы образуют сплошной спектр излучения, охватывающий как области полос излучения газов, так и те области спектра, в которых эти газы не излучают. В последних областях поток падающего излучения складывается из потока собственного излучения частиц сажи и ослабленного этими частицами эффективного излучения экранов в «окнах» прозрачности CO_2 и H_2O.

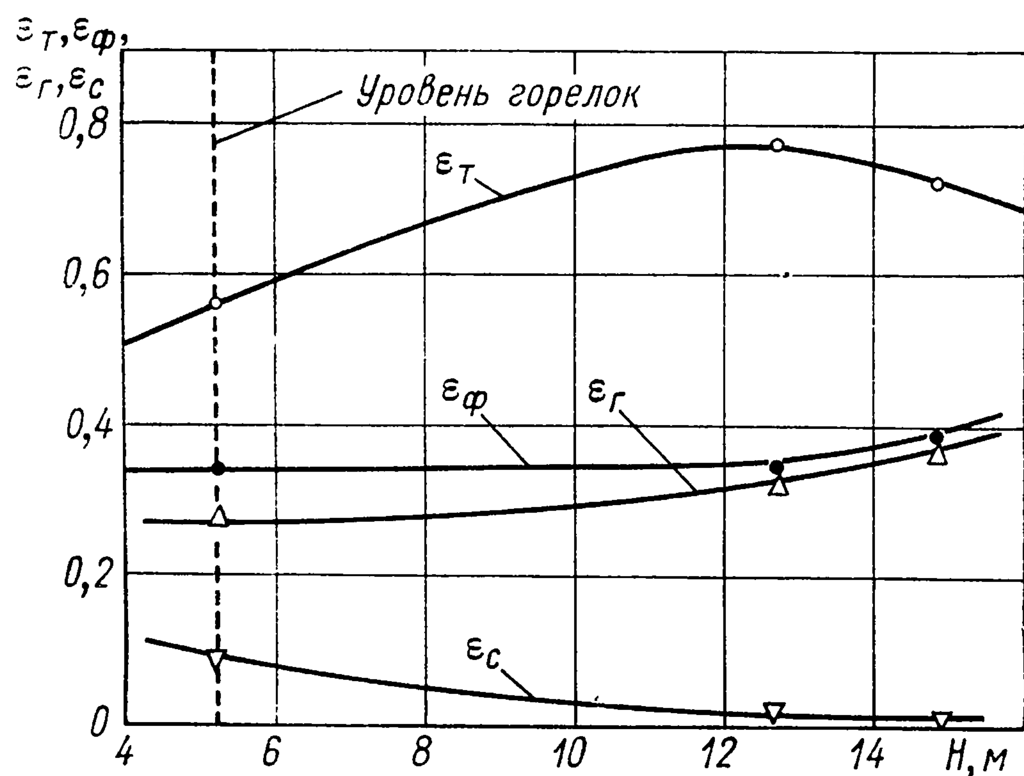


Рис. 4-28. Интегральные степени черноты топки $\varepsilon_т$ и факела $\varepsilon_ф$, а также газообразной $\varepsilon_г$ и твердой дисперсной $\varepsilon_с$ фаз факела при сжигании природного газа в топке котлоагрегата БКЗ-160-100 ГМ

В случае если спектральная степень черноты загрязненной поверхности экранов известна, можно, воспользовавшись данными о значениях $q_{пад}(\lambda)$ в «окнах» прозрачности CO_2 и H_2O, определить температуру этой поверхности. На основании данных о температуре пламени и интегральной поверхностной плотности потока падающего излучения несложно рассчитать интегральную

степень черноты топки $\varepsilon_т$. При этом, воспользовавшись данными о коэффициенте тепловой эффективности экранов при сжигании природного газа, можно найти интегральную степень черноты факела $\varepsilon_ф$. Рассчитав на основании данных о парциальных давлениях CO_2 и H_2O интегральную степень черноты газов $\varepsilon_г$, можно также определить интегральную степень черноты потока сажистых частиц в пламени $\varepsilon_с$. Все эти данные приведены на рис. 4-28. На рисунке показано, как изменяются величины $\varepsilon_т$, $\varepsilon_ф$, $\varepsilon_г$ и $\varepsilon_с$ по высоте топочной камеры *H*. Экстремальный характер зависимости $\varepsilon_т(H)$ определяется соответствующим изменением по высоте топки степени черноты факела $\varepsilon_ф$ и коэффициента тепловой эффективности экранов ψ. Максимальное значение $\varepsilon_т$ достигается примерно на расстоянии 8 м от уровня расположения горелок.

Степень черноты топочных газов $\varepsilon_г$ возрастает в направлении к выходному окну топочной камеры в связи с понижением температуры пламени. Степень черноты потока сажистых частиц при этом понижается. Из рисунка видно, что излучение частиц сажи существенно влияет на степень черноты факела лишь на начальном участке. В конце топочной камеры это влияние пренебрежимо мало́. Заметим дополнительно, что степень черноты потока сажистых частиц в пламени природного газа $\varepsilon_с$ мала по сравнению со степенью черноты $\varepsilon_г$ потока трехатомных топочных газов. В зонах топки, где собственное излучение частиц сажи мало́, по измерениям в «окнах» прозрачности CO_2 и H_2O спектральной поверхностной плотности потоков падающего излучения можно определить эффективное излучение экранов и коэффициент их тепловой эффективности.

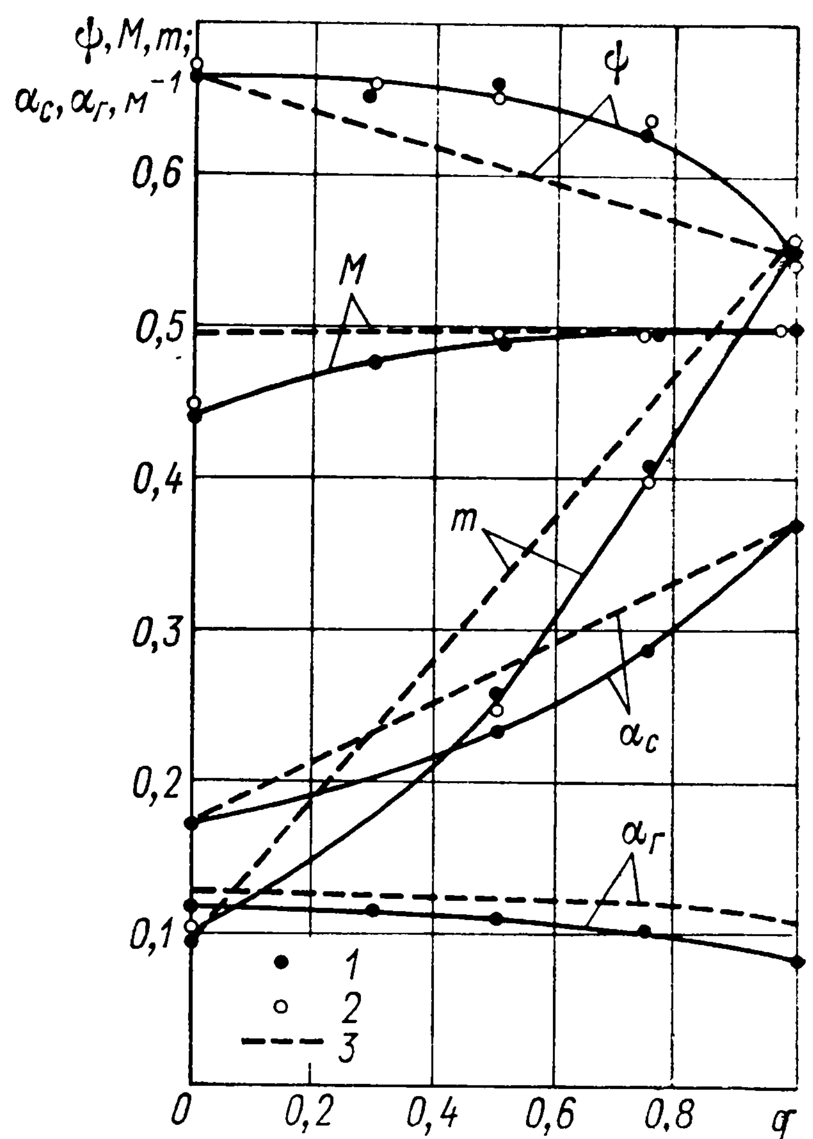
4-10. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТОПКИ ПРИ СОВМЕСТНОМ СЖИГАНИИ МАЗУТА И ПРИРОДНОГО ГАЗА

В связи с буферным потреблением природного газа на многих газомазутных котлоагрегатах, особенно в осенне-зимний период, осуществляется совместное сжигание мазута и природного газа. При этом, естественно, изменяются все основные характеристики теплового излучения топки по сравнению с аналогичными характеристиками для чисто мазутного и чисто газового факелов.

Выше были приведены данные о дисперсном составе частиц сажи и концентрации сажи в пламени при совместном сжигании мазута и природного газа. В соответствии с изменением этих величин и другими характерными особенностями топочного процесса для газомазутного факела изменяются также все основные характеристики теплового излучения топки. На рис. 4-29 приведены данные, показывающие, как изменяются в зависимости от доли мазута в тепловыделении *q* коэффициент тепловой эффективности экранов ψ, параметр температурного поля топки *M*, относительное заполнение топки светящимся пламенем *m*, а также интегральные коэффициенты поглощения сажистых частиц $\alpha_с$ и трехатомных топочных газов $\alpha_г$. Здесь же штриховыми линиями показаны резуль-

Рис. 4-29. Характеристики радиационного теплообмена в топке при совместном сжигании мазута и природного газа

1 — опытные данные (ТГМ-94); 2 — опытные данные (БКЗ-160-100 ГМ); 3 — расчет по нормативному методу [56]



таты расчета но нормативному методу [56], которые удовлетворительно согласуются с опытными данными лишь для условий раздельного сжигания мазута и природного газа. При этом обращает на себя внимание существенное расхождение между опытными и расчетными значениями параметра температурного поля топки M для природного газа. Это расхождение связано с недостаточной точностью расчета по методу [56] теплообмена в топках для такой существенно селективной среды, как чисто газовый факел.

В соответствии с приведенными значениями параметров теплового излучения топки заметно изменяется в зависимости от q и температура газов на выходе из топочной камеры $T''_т$.

4.11. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТОПКИ ПРИ СОВМЕСТНОМ СЖИГАНИИ ГАЗА И УГОЛЬНОЙ ПЫЛИ

В промышленной теплоэнергетике, на предприятиях черной металлургии широко используются в качестве утилизируемых в котельных агрегатах продуктов основного производства коксовый и доменный газы. Нередко эти газы сжигаются также совместно с угольной пылью.

Приведенные ниже данные о характеристиках теплового излучения топки были получены на котлоагрегатах ТП-21 и БКЗ-210-140 ФД при сжигании смесей коксового и доменного газов, а также при сжигании этих газов совместно с угольной пылью (отходами обогащения печорского каменного угля). Схемы топочных камер котельных агрегатов приведены на рис. 4-30. Котел ТП-21 производительностью 170 т/ч оборудован шестью плоскофакельными горелками мощностью 25 МВт, размещенными на боковых стенах топки. Котел БКЗ-210-140 ФД производительностью 210 т/ч оборудован четырьмя более мощными плоскофакельными горелками (35 МВт), которые также размещены на боковых стенах топки.

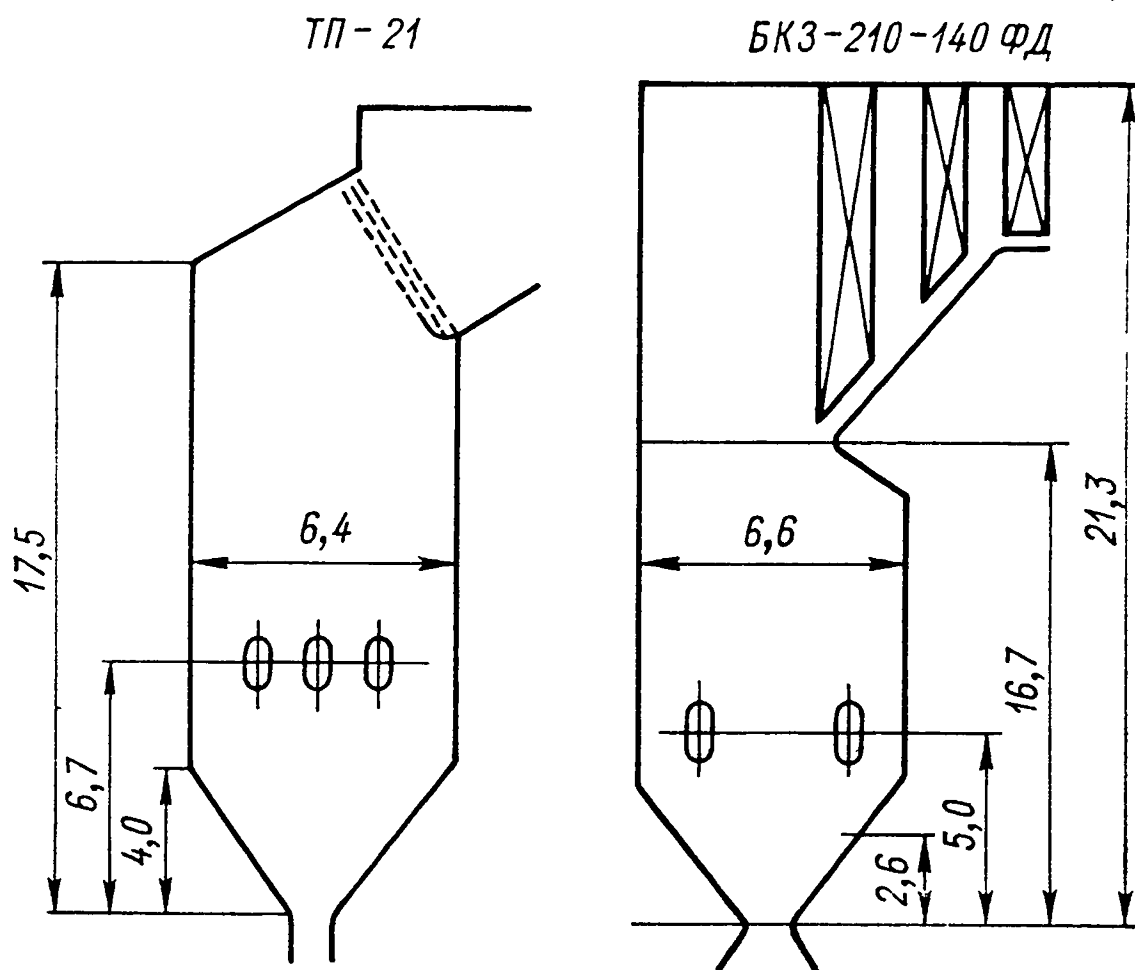


Рис. 4-30. Схемы топочных камер котлоагрегатов ТП-21 и БКЗ-210-140 ФД

Как уже отмечалось выше, в соответствии с нормативным методом [56] при совместном сжигании различных топлив в расчетах теплообмена удобно использовать в качестве величин, характеризующих состав смеси, доли топлив в тепловыделении q. Соответственно обозначим через $q_{д.г}$, $q_{к.г}$ и $q_п$ доли топлив в тепловыделении при совместном сжигании доменного и коксового газов и угольной пыли.

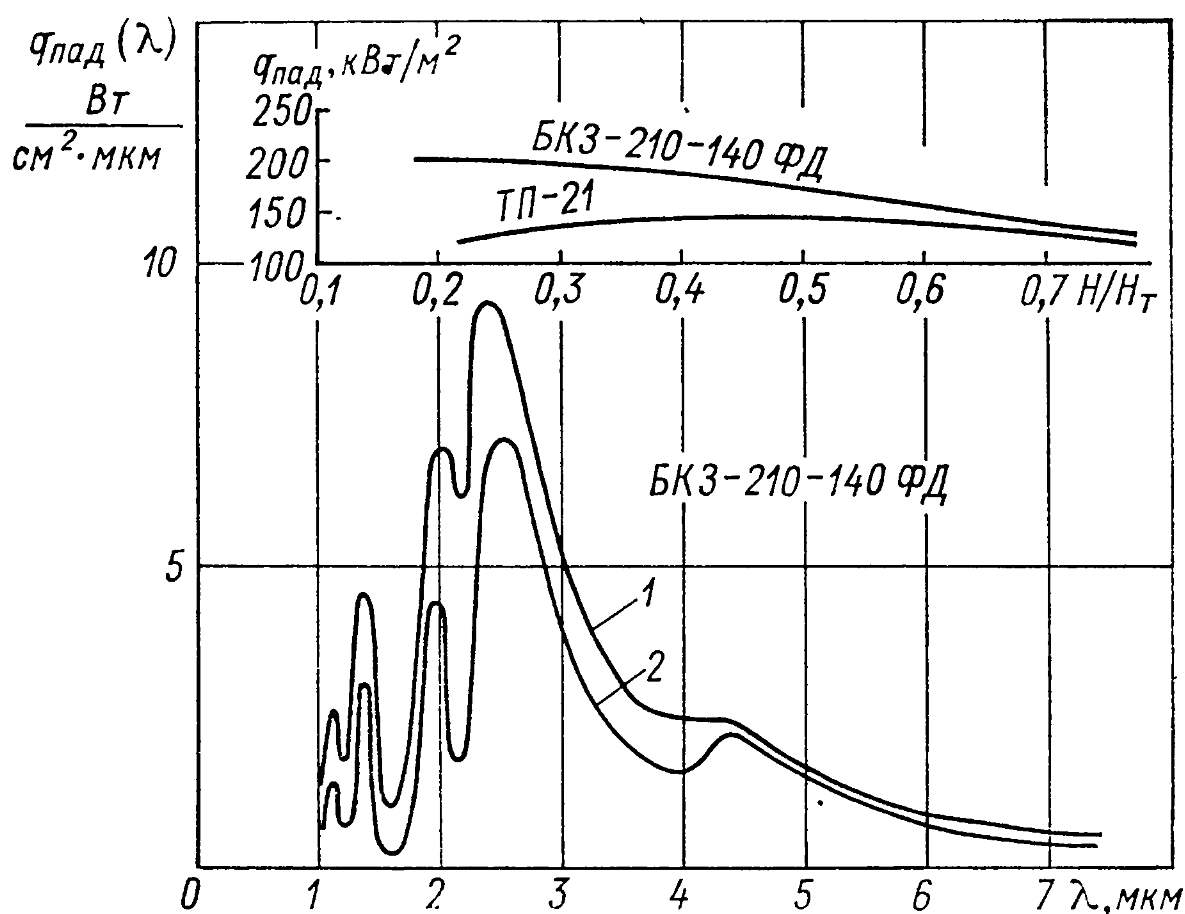


Рис. 4-31. Спектральная и интегральная поверхностные плотности потока падающего излучения при сжигании смеси доменного и коксового газов

1 — в зоне максимального тепловыделения ($H/H_т$ = 0,25); 2 — в верхней части топки ($H/H_т$ = 0,44)

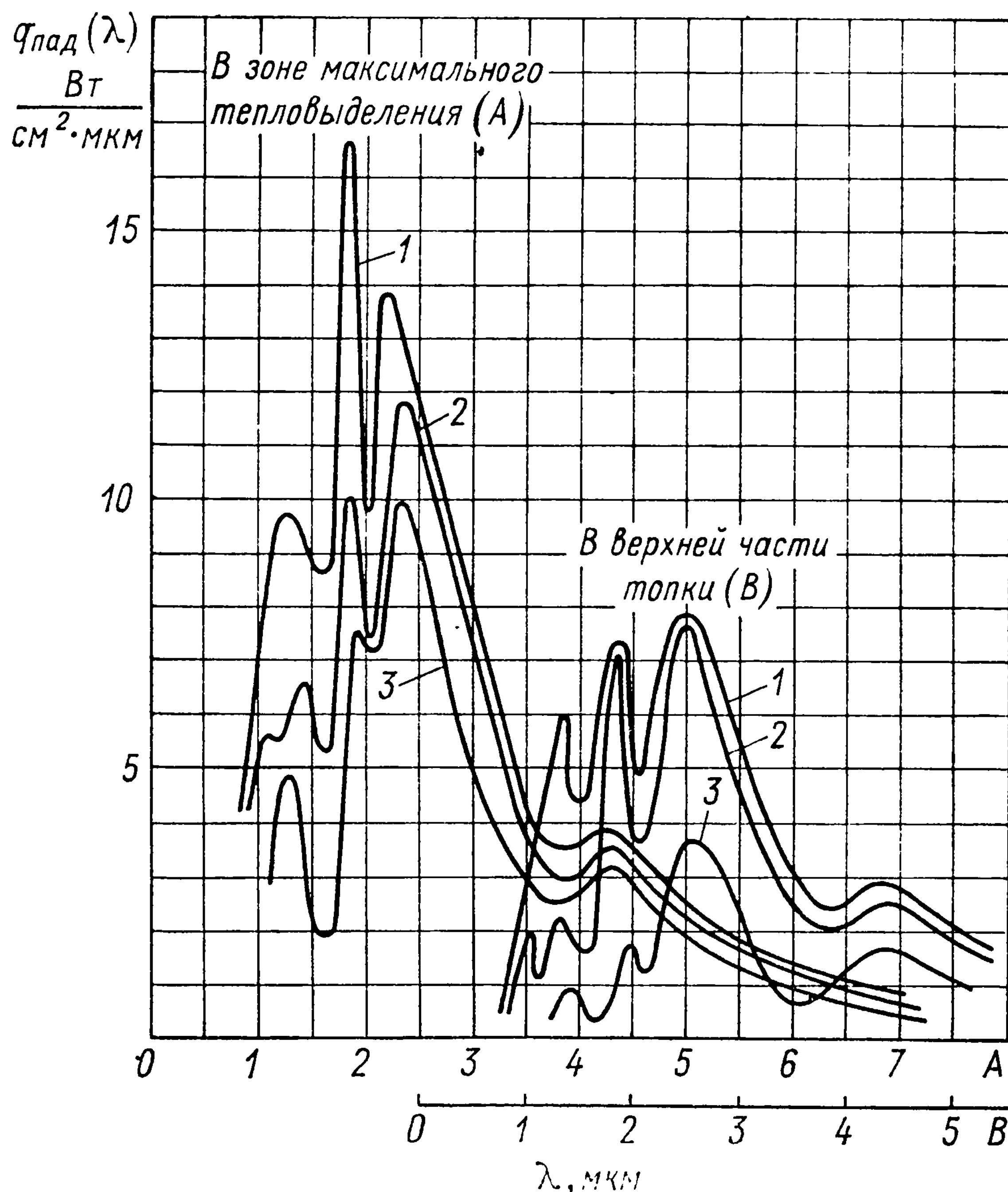


Рис. 4-32. Спектральная поверхностная плотность потока падающего излучения в двух зонах топки котлоагрегата ТП-21 при сжигании доменного и коксового газов совместно с угольной пылью

1 — $q_п = 0{,}34$ при $q_{д.\,г} = 0$ и $q_{к.\,г} = 0{,}66$; 2 — $q_п = 0{,}29$ при $q_{д.\,г} = 0{,}33$ и $q_{к.\,г} = 0{,}38$; 3 — $q_п = 0$ при $q_{д.\,г} = 0{,}52$ и $q_{к.\,г} = 0{,}48$

На рис. 4-31 приведены данные о спектральной поверхностной плотности потока падающего излучения $q_{пад}(\lambda)$ при совместном сжигании в топке котлоагрегата БКЗ-210-140 ФД доменного ($q_{д.\,г} = 0{,}6$) и коксового ($q_{к.\,г} = 0{,}4$) газов. Из рисунка видно, что как в зоне горения (максимального тепловыделения), так и в зоне продуктов сгорания в верхней части топки тепловое излучение характеризуется высокой степенью селективности. Конкретный характер спектра обусловливается излучением газообразных продуктов полного сгорания CO_2 и H_2O и образующихся в процессе горения частиц сажи, которые характеризуются очень высокой дисперсностью. В верхней части рисунка показано изменение по высоте топочных камер интегральной поверхностной плотности потока падающего излучения. Видно, что более высокие значения $q_{пад}$ характерны для топки котлоагрегата БКЗ-210-140 ФД, особенно на начальном участке факела в зоне максимального тепловыделения. К концу топочной камеры эти различия нивелируются.

На рис. 4-32 и 4-33 показаны спектральные поверхностные плотности потока падающего излучения $q_{пад}(\lambda)$ в топках котло-

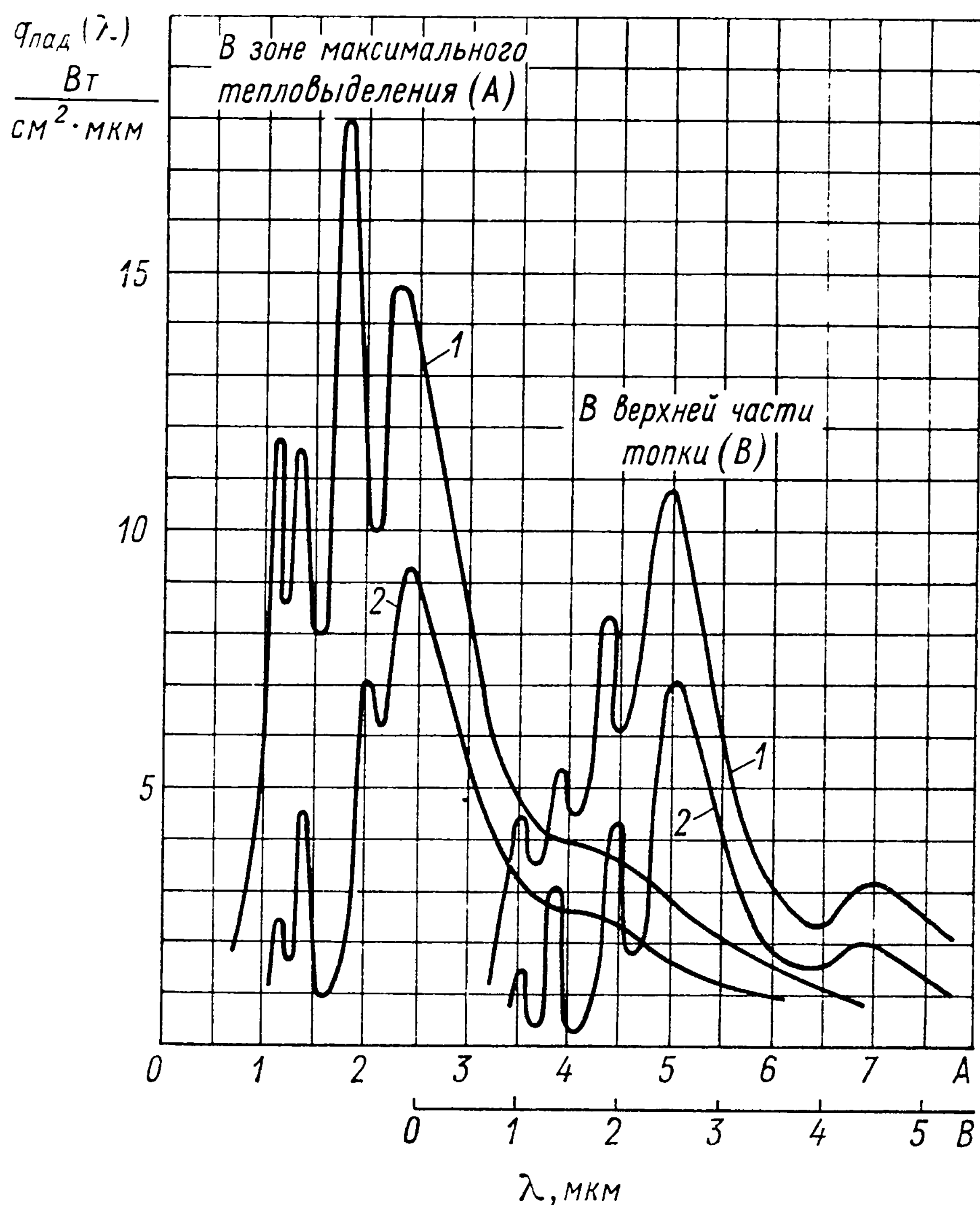


Рис. 4-33. Спектральная поверхностная плотность потока падающего излучения в двух зонах топки котлоагрегата БКЗ-210-140 ФД при сжигании доменного и коксового газов совместно с угольной пылью

1 — $q_п = 0{,}28$ при $q_{д.г} = 0{,}23$ и $q_{к.г} = 0{,}49$; *2* — $q_п = 0$ при $q_{д.г} = 0{,}6$ и $q_{к.г} = 0{,}4$

агрегатов ТП-21 и БКЗ-210-140 ФД при совместном сжигании с угольной пылью доменного и коксового газов. Для двух зон топочной камеры эти данные сопоставляются с данными, относящимися к условиям сжигания смеси доменного и коксового газов без угольной пыли ($q_п = 0$). Приведенные данные наглядно иллюстрируют влияние угольной пыли на величину $q_{пад}(\lambda)$ как в зоне максимального тепловыделения, так и в верхней части топки.

Соответствующие указанным спектральным распределениям $q_{пад}(\lambda)$ кривые изменения по высоте топки интегральной поверхностной плотности потока падающего излучения $q_{пад}$ приведены на рис. 4-34. Для значения $q_п = 0{,}3$ они сопоставляются с данными, относящимися к чисто газовому факелу. Видно, что добавка (по теплу) 30 % угольной пыли заметно увеличивает значение $q_{пад}$ лишь на начальном участке факела. В конце топочной камеры различия в значениях $q_{пад}$ для газового и пылегазового факелов невелики.

Непосредственное влияние на $q_{пад}$ доли угольной пыли $q_п$ иллюстрируется данными рис. 4-35, относящимися к котлоагре-

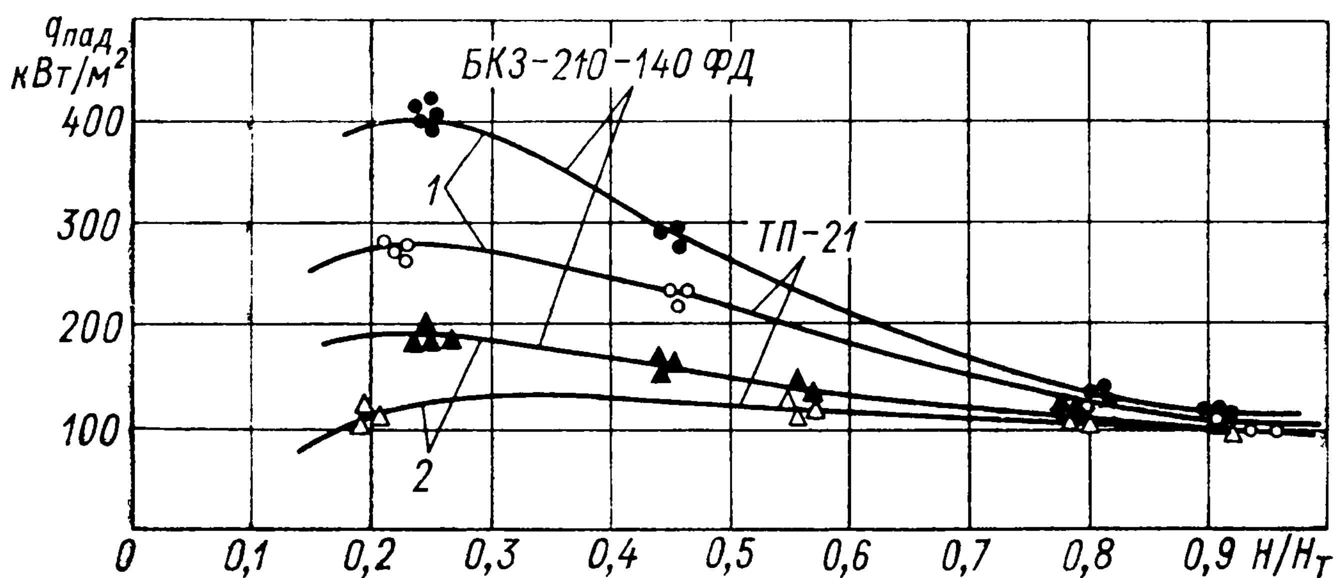


Рис. 4-34. Интегральная поверхностная плотность потока падающего излучения для газового и пылегазового факелов

1 — $q_п = 0{,}3$ при $q_{д.\,г} = 0{,}33$ и $q_{к.\,г} = 0{,}38$ (ТП-21); $q_{д.\,г} = 0{,}35$ и $q_{к.\,г} = 0{,}35$ (БКЗ-210-140 ФД); *2* — $q_п = 0$ при $q_{д.\,г} = 0{,}52$ и $q_{к.\,г} = 0{,}48$ (ТП-21); $q_{д.\,г} = 0{,}60$ и $q_{к.\,г} = 0{,}40$ (БКЗ-210-140 ФД)

гату БКЗ-210-140 ФД. Видно, что увеличение $q_п$ приводит к заметному увеличению $q_{пад}$ только в области значений $q_п < 0{,}2$, и лишь на начальном участке факела. Дальнейшее увеличение $q_п$ (свыше 0,2) очень слабо сказывается на значении $q_{пад}$ во всех зонах топочной камеры, особенно в конце топки.

Важной характеристикой теплообмена в топках является интегральная степень черноты топки. На рис. 4-36 показано, как изменяется величина $\varepsilon_т$ по высоте топочной камеры при различных значениях $q_п$ — от 0 до 0,3. Как в зоне активного горения, так и в конце топочной камеры увеличение $q_п$ приводит к росту степени черноты топки $\varepsilon_т$. Наибольших значений величина $\varepsilon_т$ достигает в зоне активного горения и снижается в направлении к выходному окну топки. Это снижение наиболее заметно для факела, в котором наряду с частицами сажи определенный вклад в тепловое излучение вносят частицы золы, а также кокса, образующегося при сжигании угольной пыли.

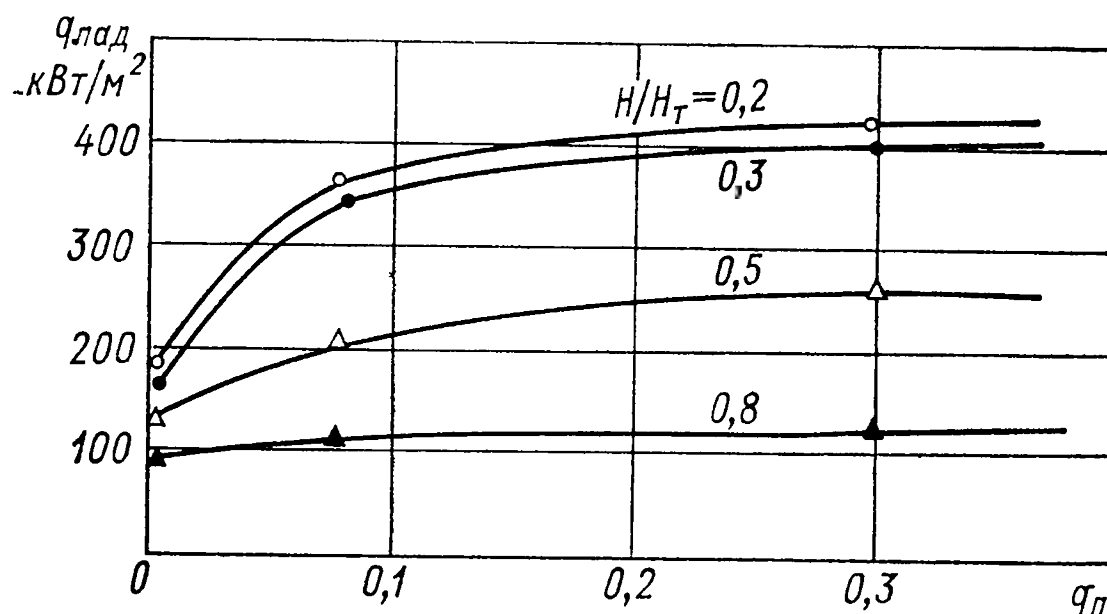


Рис. 4-35. Влияние доли угольной пыли $q_п$ на интегральную поверхностную плотность потока падающего излучения $q_{пад}$ в топке котлоагрегата БКЗ-210-140 ФД

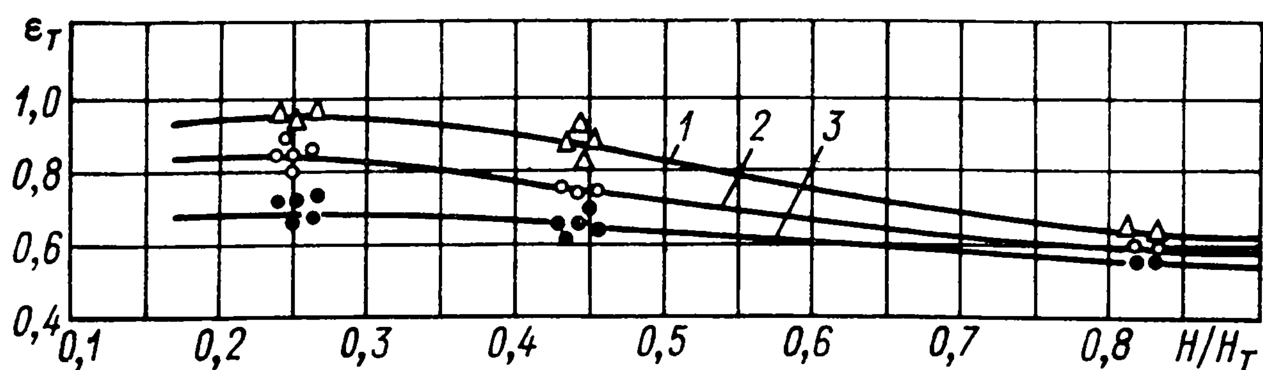


Рис. 4-36. Интегральная степень черноты топки $\varepsilon_т$ котлоагрегата БКЗ-210-140 ФД

1 — $q_п = 0,3$ при $q_{д.\,г} = 0,35$ и $q_{к.\,г} = 0,35$; *2* — $q_п = 0,08$ при $q_{д.\,г} = 0,47$ и $q_{к.\,г} = 0,45$; *3* — $q_п = 0$ при $q_{д.\,г} = 0,6$ и $q_{к.\,г} = 0,4$

Для чисто газового факела ($q_п = 0$) степень черноты $\varepsilon_т$ очень слабо изменяется по высоте топки. Степень черноты газообразных продуктов полного сгорания увеличивается с уменьшением температуры факела, а степень черноты потока сажистых частиц уменьшается в связи с их выгоранием по ходу факела. Взаимное влияние этих двух факторов приводит к тому, что степень черноты чисто газового факела мало изменяется по высоте топки. Соответственно этому при сравнительно небольшом изменении коэффициента тепловой эффективности экранов мало изменяется по высоте топочной камеры и степень черноты топки.

ГЛАВА ПЯТАЯ

СУММАРНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В ТОПКЕ

5-1. ОСНОВЫ ИНЖЕНЕРНЫХ МЕТОДОВ РАСЧЕТА

Теплообмен в топке представляет собой сложный и до настоящего времени еще недостаточно изученный процесс. Сложность его, как уже отмечалось выше, связана с тем обстоятельством, что перенос энергии от пламени к тепловоспринимающим поверхностям нагрева происходит в процессе химических реакций в движущейся селективной излучающей, поглощающей и анизотропно рассеивающей среде. Тепловоспринимающие поверхности нагрева, покрытые слоем отложений с высоким термическим сопротивлением, характеризуются, как и факел, высокой селективностью радиационных характеристик, которые определяют граничные условия в сопряженной задаче теплопереноса.

На условия теплообмена существенно влияют такие факторы, как размеры и конфигурация топочной камеры, конструкция и компоновка горелочных устройств, вид сжигаемого топлива, особенно характеристики его минеральной части, режимные условия протекания топочного процесса. Учесть влияние всех этих факторов в методе расчета очень трудно. Однако на основании имеющихся

опытных данных и ряда теоретических решений эти влияния можно обоснованно прогнозировать.

В принципе можно выделить две группы методов расчета теплообмена в топке. К первой из них относятся аналитические методы, которые, естественно, должны давать наиболее общее и полное описание процесса. К сожалению, эти методы еще не нашли своего применения в инженерной практике ввиду их сложности и трудности практического использования. Полученные с помощью ЭВМ отдельные частные решения не обладают необходимой общностью и пока используются лишь для анализа физических особенностей процесса.

Ко второй группе методов относятся полуэмпирические методы, которые широко используются в инженерной практике в рамках «серого приближения». Они базируются на определенных физических закономерностях и связях (уравнение переноса энергии излучения и уравнение энергии), которые дополняются (замыкаются) установленными из опытов экспериментальными коэффициентами и зависимостями между отдельными параметрами топочного процесса.

Заметим, что, рассматривая вопрос о методах расчета теплообмена в топке, необходимо иметь в виду, что речь идет не только об основных уравнениях и критериях, но и о всей совокупности общих и частных положений, эмпирических коэффициентов и параметров, которые необходимо учитывать при расчетах и которые базируются на непосредственных экспериментальных данных и опыте эксплуатации агрегатов. Лишь в таком плане можно говорить об инженерном методе расчета. Единственным таким методом в настоящее время является нормативный метод [56]. В нем представлены две методики: ЦКТИ имени И. И. Ползунова и Всесоюзного теплотехнического института имени Ф. Э. Дзержинского совместно с Энергетическим институтом имени Г. М. Кржижановского (ВТИ — ЭНИНа).

Методика ЦКТИ является основной и рекомендуется для расчета теплообмена в однокамерных и полуоткрытых топках. По своему существу она базируется на критериях, вытекающих из уравнений энергии и переноса энергии излучения. Непосредственные расчетные зависимости устанавливаются при этом путем обработки опытных данных методом теории подобия.

В общем случае можно указать большое число параметров, в той или иной мере влияющих на суммарный теплообмен в топке. Они группируются в ряд безразмерных критериев, определяющих различные стороны топочного процесса. Совокупность таких критериев была в свое время получена А. М. Гурвичем путем рассмотрения замкнутой системы уравнений, описывающих топочный процесс. Из этой совокупности можно выделить три основных критерия:

$$\Pi_1' = q_{\text{ст.рез}}/q_{\text{конв}};\ \Pi_2 = \frac{q_{\text{ст.рез}}}{\sigma_0 T_{\text{ф}}^4} \quad \text{и} \quad \Pi_3 = kL = \text{Bu},$$

в наиболее сильной степени связанных с условиями теплообмена в топке, где Bu — число Бугера.

Критерий Π_1' определяет соотношение между потоком результирующего излучения на ограничивающих поверхностях топки $q_{рез}$ и конвективным потоком теплоты $q_{конв}$, переносимым газами в процессе их движения. Критерий Π_2 контролирует соотношение между величиной $q_{ст.рез}$ и потоком энергии излучения абсолютно черного тела при температуре факела $T_ф$. Критерий Π_3, характеризующий оптическую толщину слоя топочной среды, представляет собой известное число Бугера.

Вместо критерия Π_1' можно ввести в рассмотрение критерий $\Pi_1 = (\Pi_1')^{-1}\,\Pi_2 = q_{конв}/(\sigma_0 T_ф^4)$. Заменяя $q_{конв} = wc_г T_ф$ и учитывая, что $w = Bv_г/F_{сеч}$, можем написать

$$\Pi_1 = \frac{wc_г T_ф}{\sigma_0 T_ф^4} = \frac{Bv_г c_г}{\sigma_0 T_ф^3 F_{сеч}} = \frac{Bv_г c_г}{\sigma_0 T_ф^3 F_{ст}}\;\frac{F_{ст}}{F_{сеч}}, \tag{5-1}$$

где w — скорость газового потока; $c_г$ — изобарная теплоемкость единицы объема газов; $v_г$ — объем продуктов сгорания 1 кг топлива; B — расход топлива; $F_{сеч}$ и $F_{ст}$ — площади поперечного сечения топки и поверхности ее стен.

Температура топочной среды существенно изменяется по ходу выгорания факела (по высоте топки). Нижним предельным значением является температура газов на выходе из топки $T_т''$, устанавливающаяся в результате процессов горения и теплоотдачи. В качестве предельного верхнего значения температуры газов можно рассматривать температуру $T_а$, которую имели бы газы в адиабатном процессе сжигания топлива. Естественно, что эта температура в реальных условиях сжигания никогда не достигается. Однако, ввиду того что эта температура является своего рода характеристикой сжигаемого топлива и режимных условий топочного процесса, т. е. представляет собой величину, входящую в граничные условия (условия однозначности), она была принята в методе [56] в качестве масштабной определяющей температуры при расчетах теплообмена в топках.

Учитывая изложенное, перепишем выражение (5-1) в виде

$$\Pi_1 = \frac{Bv_г c_г}{\sigma_0 T_а^3 F_{ст}} \left(\frac{T_а}{T_ф}\right)^3 \frac{F_{ст}}{F_{сеч}}. \tag{5-2}$$

Обозначая $Bo' = (Bv_г c_г)/(\sigma_0 T_а^3 F_{ст})$ и учитывая, что $F_{ст}/F_{сеч} \sim H_т/L$, где $H_т$ — высота топки, L — эффективная толщина излучающего слоя, перепишем выражение (5-2) в виде

$$\Pi_1 = Bo' \left(\frac{T_а}{T_ф}\right)^3 \frac{H_т}{L}. \tag{5-3}$$

Входящий в (5-3) критерий Bo′ представляет собой известный критерий Больцмана, в котором в качестве масштабной температуры принята температура $T_а$. Этот критерий непосредственно связан с

полезным тепловыделением в топке $Q_т$ и энтальпией продуктов сгорания $I''_т$ зависимостью

$$Bo' = B\,(Q_т - I''_т)/[(1 - T''_т/T_а)\,\sigma_0 T_а^4 F_{ст}]$$

или

$$Bo' = \frac{(BQ_л/F_{ст})/(\sigma_0 T_а^4)}{\varphi\,(T_а - T''_т)/T_а}, \qquad (5\text{-}4)$$

где $BQ_л/F_{ст}$ — удельное тепловосприятие топки, а φ — коэффициент сохранения теплоты. Как видно из (5-4), критерий Bo' контролирует соотношение между удельным тепловосприятием топки, отнесенным к предельно возможному значению плотности потока равновесного излучения при температуре $T_а$, и глубиной охлаждения топочных газов $(T_а - T''_т)/T_а$.

Рассмотрим теперь критерий Π_2, представив его в виде

$$\Pi_2 = \frac{q_{ст.рез}}{q_{пад}}\;\frac{q_{пад}}{\sigma_0 T_ф^4}, \qquad (5\text{-}5)$$

где $q_{пад}$ — поток падающего излучения. Входящие в (5-5) величины $q_{ст.рез}/q_{пад}$ и $q_{пад}/(\sigma_0 T_ф^4)$ представляют собой соответственно коэффициент тепловой эффективности экранов ψ, определяемый формулой (3-31), и степень черноты топки $\varepsilon_т$, определяемую формулой (3-24).

Учитывая, что $q_{ст.\,рез} = BQ_л/F_{ст}$, можем написать

$$\Pi_2 = \psi\varepsilon_т = (BQ_л/F_{ст})\,\sigma_0 T_ф^4. \qquad (5\text{-}6)$$

Критерий Π_2 контролирует, таким образом, соотношение между удельным тепловосприятием топки и значением плотности потока равновесного излучения при температуре факела $T_ф$.

Наконец, критерий Π_3, как уже отмечалось выше, представляет собой оптическую толщину топочной среды, которая определяет эффективную степень черноты факела:

$$\Pi_3 = \tau_ф = -\ln(1 - \varepsilon_ф).$$

Учитывая, что эффективная степень черноты факела $\varepsilon_ф$ непосредственно входит в формулу (3-33) для определения степени черноты топки $\varepsilon_т$, которая, в свою очередь, входит в критерий Π_2, критерий Π_3 можно не рассматривать в качестве самостоятельного.

Таким образом, в качестве определяющих критериев, контролирующих условия радиационного теплообмена в топке, можно использовать критерии Π_1 и Π_2, в качестве характеристики результирующего эффекта горения и теплообмена — величину $(T_а - T''_т)/T''_т$, определяющую глубину охлаждения газов в топочной камере. Естественно, что число $(T_а - T''_т)/T''_т$ является функцией указанных выше критериев Π_1 и Π_2.

Обобщение многочисленных опытных данных о теплообмене в топках показывает, что величина $(T_а - T''_т)/T''_т$ может быть вы-

ражена как функция отношения критериев Π_2/Π_1. Принимая в соответствии с методом [56] критерий Больцмана $Bo = Bo'/\psi$ и выделяя влияние комплекса $\varepsilon_т/Bo$ в виде самостоятельного критерия, можем написать

$$\frac{T_а - T_т''}{T_т''} = F\left(\frac{\Pi_2}{\Pi_1}\right) = \Phi\left(\frac{\varepsilon_т}{Bo}, \frac{L}{H_т}, \frac{T_ф}{T_а}\right). \qquad (5\text{-}7)$$

В соответствии с методами теории подобия представим эту зависимость в виде

$$\frac{T_а - T_т''}{T_т''} = \left(\frac{\varepsilon_т}{Bo}\right)^{n_1}\left(\frac{L}{H_т}\right)^{n_2}\left(\frac{T_ф}{T_а}\right)^{n_3}$$

или

$$\frac{T_а - T_т''}{T_т''} = M_1\left(\frac{L}{H_т}\right) M_2\left(\frac{T_ф}{T_а}\right)\left(\frac{\varepsilon_т}{Bo}\right)^{n_1}. \qquad (5\text{-}8)$$

Функцией $M_1 (L/H_т) \sim M_1 (F_{сеч}/F_{ст})$ здесь учитывается влияние на теплообмен структуры объемного температурного поля топки, а функцией $M_2 (T_ф/T_а)$ — влияние средней эффективной температуры факела, характеризующей температурный уровень топочного процесса.

Обращаясь к функции $M_1 (L/H_т)$, заметим, что в зависимости от отношения $L/H_т$ в топочном объеме формируются те или иные температурные поля. При очень низких значениях отношения $L/H_т$ (предельно вытянутые топки) наиболее неоднородным является температурное поле по высоте топки при сравнительно меньшей неизотермичности газового потока в поперечных сечениях топочной камеры. По мере увеличения отношения $L/H_т$ уменьшение неоднородности температурного поля по высоте топки сопровождается увеличением неизотермичности газового потока в поперечных сечениях топочной камеры. Это приводит, в свою очередь, к определенному снижению тепловосприятия топки, что в известной мере может учитываться в зависимости (5-8). На изменении характера температурного поля топки, по-видимому, сказывается влияние на теплообмен масштабного эффекта, связанного с изменением мощности агрегатов. В свете изложенного условию автомодельности температурных полей котельных топок должны отвечать такие условия горения и теплообмена, которые могут характеризоваться для определенных классов топочных устройств неизменными численными значениями величин M_1 и M_2.

Как уже отмечалось выше, увеличение мощности агрегата, сопровождающееся увеличением оптической толщины слоя топочной среды, приводит к увеличению неизотермичности факела в поперечных сечениях топки. При этом излучение высокотемпературного ядра факела все в большей мере экранируется более холодным пристенным газовым слоем. Этот эффект так называемого запирания излучения будет рассмотрен ниже. Сейчас же заметим, что он

обычно приводит к снижению тепловосприятия и увеличению температуры газов на выходе из топки.

Для расчета теплообмена в топке по формуле (5-8) прежде всего необходимо установить численное значение показателя n_1, характеризующего степень влияния на теплообмен критерия $\varepsilon_т/\mathrm{Bo}$. Необходимо определить также вид функций $M_1(L/H_т)$ и $M_2\ (T_ф/T_а)$ и установить связь между средней эффективной температурой факела $T_ф$ и определяющими ее величинами.

В многочисленных работах ЦКТИ имени И. И. Ползунова и других организаций было показано, что показатель степени n_1 в формуле (5-8) не зависит ни от мощности и нагрузки агрегата, ни от вида сжигаемого топлива. В работах А. М. Гурвича, П. Н. Кендыся и В. В. Митора было установлено численное значение $n_1 = 0{,}6$, одинаковое для всех типов топочных устройств и видов топлива, разработана и обоснована нормативная методика расчета ЦКТИ [56].

Обращаясь к функции $M_1\ (L/H_т)$, заметим, что в методе [56] влияние на теплообмен величин L и $H_т$ учитывается самостоятельными параметрами. При этом функцию M_1 можно представить в зависимости от отношения $H_г/H_т$, если пренебречь влиянием параметра $L/H_г$.

Учитывая изложенное и обозначая $\Theta_т'' = T_т''/T_а$, можем на основании (5-8) написать

$$\frac{1-\Theta_т''}{\Theta_т''} = M\left(\frac{\varepsilon_т}{\mathrm{Bo}}\right)^{0,6}, \qquad (5\text{-}9)$$

где

$$M = M_1\,(H_г/H_т)\,M_2\,(T_ф/T_а). \qquad (5\text{-}10)$$

В нормативной методике ЦКТИ [56] для расчета теплообмена в топке используется формула (5-9), в которой принимается $M = M_1\ (H_г/H_т)$. Влияние на теплообмен эффективной температуры факела непосредственно не учитывается, и в соответствии с работой [17] принимается $M_2\ (T_ф/T_а) = 1$. Влияние на теплообмен относительного месторасположения температурного максимума по высоте топки косвенно характеризуется значениями M_1, которые определяются в зависимости от относительного уровня размещения по высоте топки горелочных устройств. При расчетах принимается, что в топках с горизонтальным расположением горелок максимальная температура факела достигается в зоне, расположенной на уровне размещения горелок. Возможные отклонения от этого уровня учитываются введением поправки ΔH в формулу для определения функции M_1. Величина поправки связывается с возможным смещением по высоте топки зоны максимальной температуры факела в зависимости от угла поворота горелок, их конструкции и особенностей размещения на стенах топки, затягивания процесса воспламенения топлива.

Для определения значений $M_1\ (H_г/H_т)$ в нормативной методике [56] используется формула

$$M = M_1 = A\left(1 - B\,\frac{H_г + \Delta H}{H_т}\right), \qquad (5\text{-}11)$$

полученная на основании данных о теплообмене в топках. Численные значения коэффициентов A и B устанавливаются в зависимости от вида топлива:

	A	B
Мазут и газ	0,54	0,37
Твердые высокореакционные топлива .	0,59	0,85
Твердые низкореакционные топлива . .	0,56	0,89

Для экибастузского каменного угля коэффициенты A и B принимаются, как для низкореакционных топлив.

Нормативный метод [56] широко используется для расчетов теплообмена в топках. Расчет по этому методу в основном вполне удовлетворительно обобщает разнообразные опытные данные, относящиеся к различным видам топлива. Определенные расхождения между расчетными и опытными данными о температуре газов на выходе из топки, которые имеют место главным образом при расчетах топок котлоагрегатов большой мощности, связаны, по всей вероятности, с тем, что в методе [56] недостаточно полно учитывается влияние на теплообмен структуры объемного температурного поля топки. Они связаны частично также с недостаточно полным учетом в методе [56] реальных селективных радиационных характеристик факела и слоя наружных загрязнений на экранных трубах, равно как и рассеяния излучения в топочном объеме.

В обоснование изложенной методики [56] в работе [17] было показано, что для простейшей идеализированной одномерной схемы топочного процесса средняя эффективная температура $T_ф/T_а$, являющаяся функцией топочного критерия $\varepsilon_т/\text{Bo}$, может быть исключена из рассмотрения в качестве самостоятельной величины, характеризующей условия теплообмена в топках, как это и принято в [56].

Для реальных условий работы топочных устройств, характеризующихся неоднородным объемным температурным полем топки, в расчетах необходимо учитывать особенности этого температурного поля, в частности не только местонахождение зоны максимальной температуры факела, но и само значение этой температуры. Необходимо учитывать также влияние на условия теплообмена неоднородности температурного поля в поперечных сечениях топочной камеры.

Для учета влияния на теплообмен в топке неизотермичности факела И. Е. Дубовский [23] ввел в расчетную формулу в качестве самостоятельного параметра эффективную температуру факела. На основании обобщения опытных данных о суммарном теплообмене и температурном поле в топках котлоагрегатов различной мощности при сжигании разных видов топлива им была предложена расчетная зависимость вида

$$\Theta_т'' = 1 - 0{,}96 M_1 (1470/T_а)^{1{,}2} (\varepsilon_т/\text{Bo})^{0{,}6}. \quad (5\text{-}12)$$

Если ввести в рассмотрение топочный критерий

$$\Pi_* = 0{,}1268 M_1^{-5/3} \left(\frac{T_а}{1000}\right)^2 \frac{\text{Bo}}{\varepsilon_т},$$

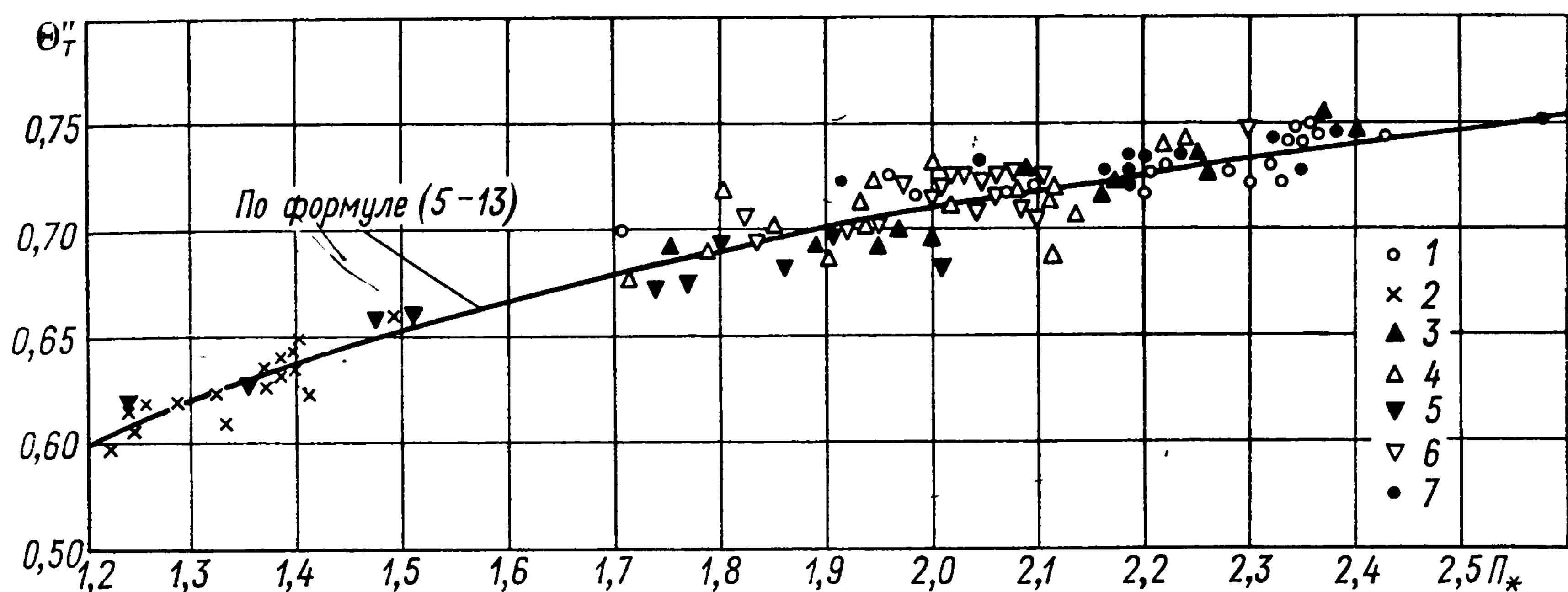


Рис. 5-1. Зависимость безразмерной температуры газов на выходе из топки $\Theta_т''$ от критерия $П_*$ при сжигании угольной пыли

1 — экибастузский каменный уголь (П-57; $D = 1650$ т/ч; $\psi = 0,37$; $M_1 = 0,44$); *2* — АШ (ТП-100; $D = 640$ т/ч; $\psi = 0,42$; $M_1 = 0,49$); *3* — экибастузский каменный уголь (П-39; $D = 475$ т/ч; $\psi = 0,35$; $M_1 = 0,46$); *4* — экибастузский каменный уголь (БКЗ-320-140; $D = 320$ т/ч; $\psi = 0,35$; $M_1 = 0,45$); *5* — ирша-бородинский бурый уголь (БКЗ-320-140 ПТ-2; $D = 320$ т/ч; $\psi = 0,38$; $M_1 = 0,48$); *6* — прибалтийский сланец (ТП-17; $D = 220$ т/ч; $\psi = 0,26$; $M_1 = 0,46$); *7* — ирша-бородинский бурый уголь (БКЗ-210-140; $D = 210$ т/ч; $\psi = 0,45$; $M_1 = 0,46$)

формулу (5-12) можно представить в виде

$$\Theta_т'' = 1 - 0,44 П_*^{-0,6}, \qquad (5\text{-}13)$$

удобном для практических расчетов.

На рис. 5-1 результаты расчетов $\Theta_т''$ по формуле (5-13) сравниваются с опытными данными по теплообмену в пылеугольных топках котлов различной производительности — от 210 до 1650 т/ч. Из рисунка видно, что весь представленный экспериментальный материал, в том числе и данные, относящиеся к котлу БКЗ-210-140

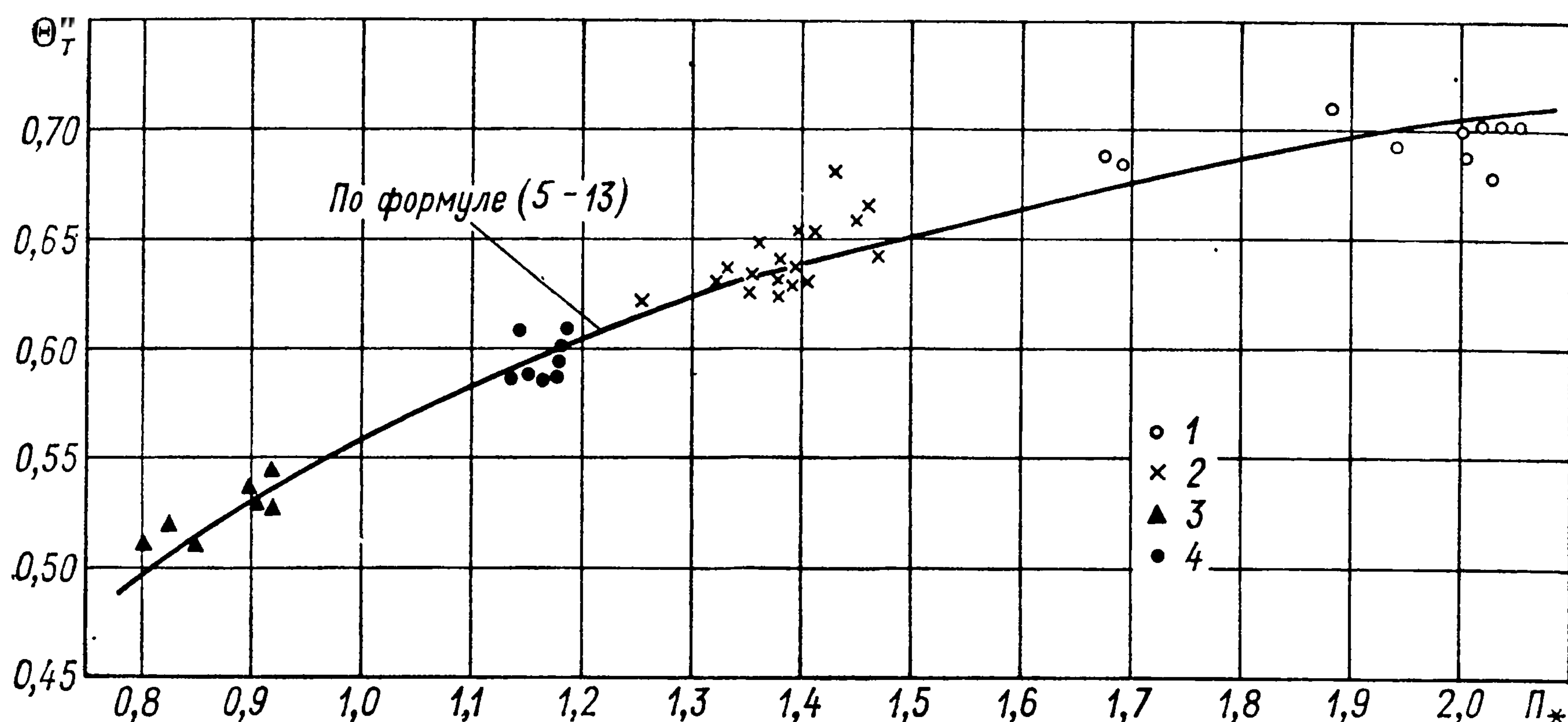


Рис. 5-2. Зависимость безразмерной температуры газов на выходе из топки $\Theta_т''$ от критерия $П_*$ при сжигании мазута

1 — ТГМП-204; $D = 2650$ т/ч; $\psi = 0,55$; $M_1 = 0,51$; *2* — ТГМП-314; $D = 950$ т/ч; $\psi = 0,52$; $M_1 = 0,51$; *3* — ТГМ-84А; $D = 420$ т/ч; $\psi = 0,55$; $M_1 = 0,48$; *4* — БКЗ-320-140 $D = 320$ т/ч; $\psi = 0,53$ $M_1 = 0,50$

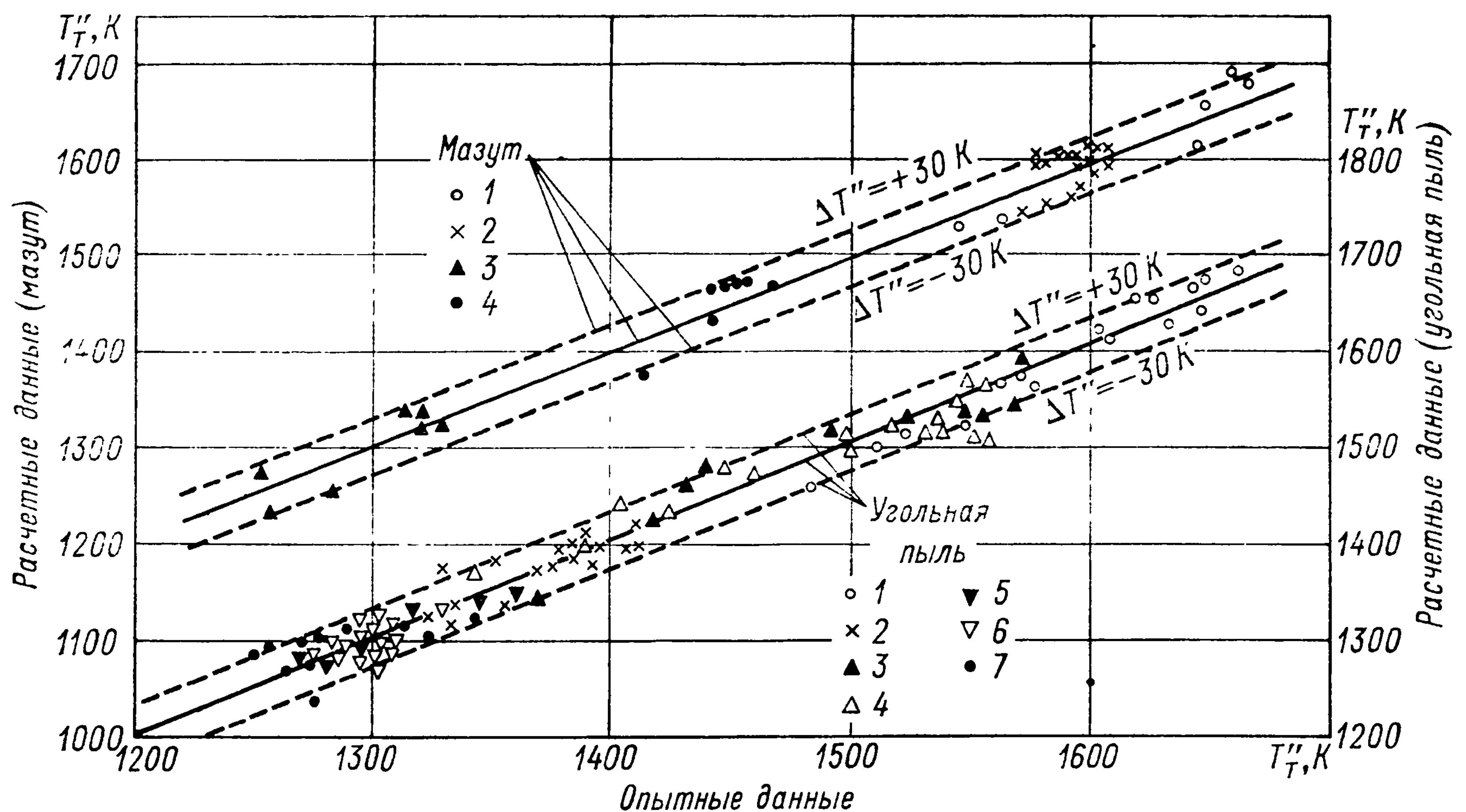


Рис. 5-3. Сопоставление расчетных (ось ординат) и опытных (ось абсцисс) значений температуры газов на выходе из топки для условий сжигания угольной пыли и мазута

Обозначения — см. рис. 5-1 и 5-2

с мельницами-вентиляторами и котлу П-57 блока 500 МВт, хорошо обобщается зависимостью (5-13).

На рис. 5-2 результаты расчетов по (5-13) сопоставлены с опытными данными, относящимися к сжиганию мазута в газомазутных котлах различной производительности — от 320 до 2650 т/ч. Как и для угольной пыли, приведенные здесь опытные данные по мазуту хорошо обобщаются расчетной зависимостью (5-13), в том числе и для котла ТГМП-204 блока 800 МВт.

Сопоставление расчетных и опытных данных о температуре газов на выходе из топки показано на рис. 5-3. Здесь представлены данные, относящиеся как к угольной пыли, так и к мазуту. Как видно из рисунка, расхождения между расчетными и опытными значениями температуры газов на выходе из топки для основной массы опытов не превышают ± 30 К. Погрешность расчета при этом лежит в пределах точности самих опытных данных.

Возвращаясь к формуле (5-10), заметим, что в соответствии с работой [44] функция M_2 может быть представлена в виде зависимости от величин $T_т''$ и $T_а$. Если ввести при этом в качестве масштаба для температуры некоторую величину T_0, связанную с множителем подобия температурных полей топок m, функцию M_2 можно представить в виде

$$M_2 = M_2\left(T_т''/T_0,\ T_а/T_0\right).$$

Формулу (5-12) можно при этом записать в виде

$$\frac{1-\Theta_т''}{\Theta_т''} = 0{,}96\,\frac{M_1\left(H_г/H_т\right)}{\left(T_т''/T_0\right)\left(T_а/T_0\right)^{0,2}}\left(\frac{\varepsilon_т}{\mathrm{Bo}}\right)^{0,6}, \qquad (5\text{-}14)$$

аналогичном виду основной расчетной формулы нормативного метода ЦКТИ [56]. В отличие от метода [56] здесь в расчетной зависимости дополнительно учитывается влияние на теплообмен в топке температурной функции

$$M_2 = \frac{0,96}{\left(T''_{\text{т}}/T_0\right)\left(T_{\text{а}}/T_0\right)^{0,2}}, \qquad (5\text{-}15)$$

связанной непосредственно с величинами $T''_{\text{т}}$ и $T_{\text{а}}$.

Такой подход не может вызвать каких-либо затруднений при расчетах, если учесть, что он осуществляется методом итераций. Если принять далее по данным [23] $T_0 = 1470$ К, зависимость (5-15) можно представить в виде

$$M_2 = \frac{6068}{T''_{\text{т}} T_{\text{а}}^{0,2}}. \qquad (5\text{-}16)$$

Несложно показать, что в приведенной зависимости непосредственно учитывается влияние на теплообмен средней эффективной температуры факела, определяемой известной формулой Г. Л. Поляка и С. Н. Шорина [44]

$$T_{\text{ф}} = m\left(T''_{\text{т}}\right)^n T_a^{1-n}, \qquad (5\text{-}17)$$

где n — показатель температурного режима, а m — множитель подобия температурных полей.

Принимая по данным [7] показатель температурного режима топки $n = 0,8$, можем на основании (5-17) написать

$$\frac{T_{\text{ф}}}{T_0} = m\left(\frac{T''_{\text{т}}}{T_0}\right)^{0,8}\left(\frac{T_{\text{а}}}{T_0}\right)^{0,2}. \qquad (5\text{-}18)$$

Зависимость (5-15) при этом можно записать в виде

$$M_2 = \frac{0,96}{m_0\left(T_{\text{ф}}/T_0\right)}, \qquad (5\text{-}19)$$

если принять, что множитель подобия температурных полей котельных топок m связан с температурой $T''_{\text{т}}$ зависимостью вида $m = m_0\left(T''_{\text{т}}/T_0\right)^{0,2}$. Зависимость (5-19) непосредственно связывает расчет теплообмена в топке со средней эффективной температурой факела $T_{\text{ф}}$, рассчитываемой по формуле (5-17). Влияние характера температурного поля топки в поперечных сечениях топочной камеры при этом непосредственно не учитывается. Его косвенное влияние отражается соотношениями между величинами $T''_{\text{т}}$ и $T_{\text{а}}$, характерными для топок котлов различной производительности.

Повышение точности расчета суммарного теплообмена в топках связано, таким образом, с более полным учетом в расчетных зависимостях влияния на теплообмен характера температурного поля в объеме топочной камеры. Естественно, что само температурное поле определяется условиями горения и теплообмена, связанными с видом сжигаемого топлива, мощностью и конструкцией котельного агрегата.

Возвращаясь к методике расчета ЦКТИ [56], заметим, что одной из ее специфических особенностей является то, что в ней путем введения в расчет коэффициента тепловой эффективности экранов ψ представляется возможным непосредственно не учитывать при расчетах теплообмена температуру поверхности слоя золовых отложений на экранах, их степень черноты и поглощательную способность. Влияние температурного поля топки при этом косвенно учитывается функцией M_1.

В противоположность этой методике методика ВТИ—ЭНИНа, которая рекомендуется в нормативном методе [56] для расчета суммарного теплообмена в двухкамерных топках, требует предварительного определения средней эффективной температуры факела $T_ф$ и температуры поверхности слоя золовых отложений на экранах $T_{зл}$. В отличие от методики ЦКТИ основная расчетная зависимость не является здесь эмпирической. Она представляет собой формулу Стефана—Больцмана, в соответствии с которой определяется количество теплоты, переданной топочной средой экранным поверхностям нагрева в процессе радиационного теплообмена между ними. Уравнение радиационного теплообмена дополняется при этом уравнением теплового баланса топочной камеры и зависимостями для определения температур $T_ф$ и $T_{зл}$.

На основании уравнений радиационного теплообмена и теплового баланса топки устанавливается зависимость

$$Bv_гc_г(T_а - T_т'') = \sigma_0\varepsilon_т^* F_л(T_ф^4 - T_{зл}^4), \qquad (5\text{-}20)$$

из которой несложно определить значение температуры газов в конце топочной камеры $T_т''$, соответствующее энтальпии $I_т''$ продуктов сгорания. Здесь $\varepsilon_т^*$ — приведенная степень черноты топочной камеры, в которую включен в качестве сомножителя коэффициент $\varkappa^{-1}$, учитывающий влияние селективных свойств топочной среды на радиационный теплообмен; $F_л$ — площадь лучевоспринимающей поверхности нагрева топки.

В безразмерных переменных зависимость (5-20) можно представить в виде

$$\Theta_т'' = 1 - \frac{1}{\Pi^*}(\Theta_ф^4 - \Theta_{зл}^4), \qquad (5\text{-}21)$$

где $\Pi^* = Bo^*/\varepsilon_т^*$ — топочный критерий; $\Theta_ф = T_ф/T_а$ и $\Theta_{зл} = T_{зл}/T_а$ — выраженные в долях $T_а$ безразмерные температуры факела и поверхности слоя загрязнений на экранных трубах.

Заметим, что в отличие от критерия Bo, используемого в методике ЦКТИ, здесь в величину Bo* коэффициент тепловой эффективности экранов не входит, а вместо величины $F_{ст}$ входит величина $F_л$. Безразмерная температура $\Theta_ф$ выражена в долях $T_а$, а не в долях $T_т''$, как это сделано в методе [56]. В соответствии с этим изменился и вид основной расчетной формулы. Для упрощения выражений коэффициент сохранения теплоты как при изложении методики ЦКТИ, так и при изложении методики ВТИ — ЭНИНа везде опущен.

Для определения температуры газов на выходе из топки $\Theta_т''$ по заданному значению топочного критерия П* необходимо предварительно определить температуры $T_ф$ и $T_{зл}$. Температура $T_ф$ определяется по эмпирической зависимости

$$T_ф = T_т''\left(1 + \sum_{i=1}^{n} \Delta_i\right), \quad (5\text{-}22)$$

в которой за основу принята температура газов на выходе из топки $T_т''$. Поправками Δ_i при этом учитывается влияние на $T_ф$ рода топлива, угла наклона горелок, степени экранирования топки. При таком определении величины $T_ф$ в расчетную формулу [56], представленную в безразмерном виде, входит величина $(T_ф/T_т'')^4 \times (T_т''/T_а)^4$, т. е., по существу, $(T_ф/T_а)^4$. Отличие от метода [56], как уже отмечалось выше, состоит лишь в том, что буквой $\Theta_ф$ в данном случае обозначается отношение $T_ф/T_а''$, в то время как в методе [56] — отношение $T_ф/T_т''$. Как и в методике ЦКТИ, влияние температурного поля по объему топки здесь непосредственно не учитывается.

Температура поверхности слоя золовых отложений на экранных трубах определяется в зависимости от термического сопротивления этого слоя $R_{зл} = \delta_{зл}/\lambda_{зл}$ по формуле

$$T_{зл} = T_{ср} + \left(\frac{\delta_{зл}}{\lambda_{зл}} + \frac{1}{\alpha_2}\right)\frac{BQ_л}{F_{ст}},$$

где $T_{ср}$ — температура среды в трубах; α_2 — коэффициент теплоотдачи конвекцией от внутренней поверхности трубы к протекающей жидкости; $Q_л$ — количество теплоты, переданной в топке в процессе радиационного теплообмена между факелом и экранами; $\delta_{зл}$ и $\lambda_{зл}$ — толщина и коэффициент теплопроводности слоя золовых отложений.

Тепловое сопротивление слоя загрязнений $R_{зл}$ определяется на основании данных специальных измерений. Оно очень сильно зависит от вида сжигаемого топлива. Для условий сжигания газа это сопротивление принимается равным нулю и достигает наибольших значений при сжигании угольной пыли.

На уравнениях теплового баланса и теплопередачи базируется также известный метод расчета теплообмена в топках, предложенный Г. Л. Поляком и С. Н. Шориным [44]. Температура газов на выходе из топки определяется при этом из решения уравнения

$$\frac{m^4}{П^*}(\Theta_т'')^{4n} + \Theta_т'' - 1 = 0.$$

Она зависит, таким образом, от топочного критерия П* и значений m и n; $\Theta_т'' = F(n,\ m^4/П^*)$.

Имеющиеся опытные данные показывают, что множитель подобия температурных полей мало зависит от условий работы топочной камеры. Весьма слабая зависимость m от коэффициента избытка воздуха наблюдается лишь при сжигании мазута, но и с ней в прак-

тических расчетах можно не считаться. Таким образом, безразмерная температура газов на выходе из топки $\Theta_т''$ может быть определена лишь в зависимости от топочного критерия П* и показателя температурного режима топки n. При $n = 0$ средняя эффективная температура факела изменяется пропорционально адиабатной температуре $T_а$:

$$T_ф = mT_а \quad и \quad \Theta_т'' = 1 - (m^4/П^*).$$

При $n = 1$ величина $T_ф$ изменяется пропорционально температуре газов на выходе из топки $(T_ф = mT_т'')$ и для определения $\Theta_т''$ можно воспользоваться уравнением

$$\frac{m^4}{П^*}(\Theta_т'')^4 + \Theta_т'' - 1 = 0.$$

Возвращаясь к эффективной температуре $T_ф$, заметим, что формула (5-22) нормативного метода является частным случаем более общей зависимости (5-18) при $n = 1$ и $m = 1 + \sum_{i=1}^{n} \Delta_i$.

В ряде технических устройств, например в работающих при повышенных давлениях топочных камерах высоконапорных парогенераторов, в камерах горения газотурбинных установок и других огневых камерах, значительная часть теплоты передается от факела к поверхностям нагрева путем конвективного теплообмена. Так, при сжигании газа в топочных камерах высоконапорных парогенераторов доля конвективной составляющей в суммарном теплообмене может доходить при пониженных нагрузках до 40—50 %. В этих условиях при проведении расчетов необходимо учитывать как радиационную, так и конвективную составляющие теплообмена.

Непосредственно конвективная составляющая теплообмена может быть учтена в уравнении теплового баланса топки (5-20). При этом для определения температуры газов на выходе из топки $\Theta_т''$ можно воспользоваться формулой (5-21), если в величину топочного критерия П* включить в качестве сомножителя параметр p_*, характеризующий долю радиации в суммарном теплообмене между факелом и экранами. Естественно, что такой метод расчета требует предварительного определения величин $T_ф$ и $T_{зл}$.

В работе [49] было показано, что в рассматриваемых условиях температура газов на выходе из топки $\Theta_т''$ может быть определена по формуле ЦКТИ нормативного метода [56], исключающей необходимость предварительного определения температур $T_ф$ и $T_{зл}$. Как и при расчете по выражению (5-21), в качестве сомножителя в величину топочного критерия включается при этом параметр p_*, который определяется по методике [49]. Если учесть, что в рассматриваемых условиях коэффициент избытка воздуха α изменяется примерно обратно пропорционально нагрузке топки, эмпирический коэффициент M_1 в формуле ЦКТИ определяется в зависимости от величины α.

В заключение заметим, что используемые в практике инженерные методы расчета базируются на интегральных характеристиках излучения. Селективные свойства системы при этом косвенно учитываются соответствующими температурными зависимостями интегральной степени черноты факела. Рассмотренный выше нормативный метод [56] является инженерным методом расчета, получившим широкое практическое использование в технике. Этот метод уточняется и совершенствуется по мере накопления новых опытных данных о теплообмене в топках мощных котельных агрегатов.

5-2. ТЕПЛОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЛОЯ ЗАГРЯЗНЕНИЙ НА ЭКРАННЫХ ТРУБАХ

Важную роль в процессе теплообмена в топках играет минеральная часть топлива. Она в значительной мере определяет как радиационные свойства пламени, так и условия теплообмена на границах, связанные с теплофизическими характеристиками слоя золовых загрязнений на экранных трубах. К таким теплофизическим характеристикам относятся тепловое сопротивление слоя $R_{зл} = \delta_{зл}/\lambda_{зл}$ и радиационные свойства его поверхности. Эти важнейшие характеристики в основном определяют тепловой режим экранов и их тепловосприятие.

Выше уже отмечалось, что наружные золовые загрязнения на экранных трубах обладают высоким тепловым сопротивлением, которое обусловливается чрезвычайно низкой теплопроводностью слоя. Физический механизм образования загрязнений с такими свойствами изучен еще недостаточно.

Проведенные исследования показывают, что образование слоя отложений на экранных трубах связано с процессами взаимодействия с поверхностью экрана как газообразной, так и твердой дисперсной фаз факела. Из газовой фазы на поверхностях экранов могут конденсироваться сульфаты щелочных металлов, хлориды, гидрооксиды. Из твердой дисперсной фазы факела на поверхностях нагрева оседают главным образом частицы летучей золы. Основным условием протекания этого процесса является наличие в пограничном слое возле экрана частиц летучей золы. Наиболее мелкие частицы переносятся в пограничный слой путем диффузии (молекулярная, турбулентная, броуновское движение). Более крупные частицы могут переноситься также непосредственно с потоком топочных газов. Возможности образования отложений связаны с условиями непосредственного взаимодействия газов и частиц с поверхностью экрана, определяемыми адсорбционными свойствами поверхности. Они возрастают, например, при размягчении и оплавлении частиц (особенно легкоплавких с повышенным содержанием сульфидов и оксидов железа), а также в результате протекающих в пограничном слое процессов десублимации и конденсации паров соединений щелочных металлов непосредственно на

частицах летучей золы. В свете изложенного условия загрязнения в значительной мере определяются особенностями аэродинамики топочного процесса и температурного поля топки, а также физико-химическими свойствами топлива, условиями его размола в мельницах, адгезионными свойствами частиц и экранов. Интенсификации процесса способствуют микрошероховатости поверхностей экранных труб. В зависимости от конкретных условий протекания топочного процесса и вида топлива определенную роль в процессе образования загрязнений могут играть явления термофореза и электростатического взаимодействия между частицами летучей золы и экранами. Стабилизация толщины слоя отложений происходит как в процессе формирования, так и вследствие разрушения слоя под воздействием запыленного газового потока, различного рода вибраций, температурных пульсаций и гравитационных сил.

Слой золовых загрязнений обычно неоднороден по своей толщине и состоит из ряда промежуточных слоев, характеризующихся различным химическим составом и разной структурой. В непосредственном контакте с поверхностью металла экранных труб находится тончайший внутренний подслой, который в результате адгезии и химических реакций с металлом трубы образует весьма прочное покрытие — типа эмалевого. Этот подслой характеризуется повышенным содержанием оксидов железа и щелочных металлов. Исследователи полагают, что именно с этим слоем связана аномально низкая теплопроводность загрязнений. За указанным слоем обычно располагается плотный первичный слой собственно золовых отложений, состоящий из наиболее тонких фракций золы и содержащий в значительных количествах оксиды кальция, оксиды и сульфиды железа, а также соединения калия и хлора. Менее плотный наружный слой отложений характеризуется более высоким по сравнению с предыдущими слоями содержанием оксидов щелочных металлов и более низким содержанием оксидов железа. Этот слой образуется при более высоких температурах поверхности загрязненного экрана и содержит наиболее крупные частицы золы.

Обычно различают связанные и сыпучие отложения. Связанные отложения, как правило, образуются при сжигании бурых и ряда каменных углей, а также сланца и фрезерного торфа и содержат в значительном количестве оксиды железа. Толщина слоя таких отложений наиболее велика в нижней части топки и уменьшается в направлении к выходному окну топочной камеры. Сыпучие отложения являются характерными для условий сжигания низкореакционных топлив (АШ и тощий уголь), а также каменных углей (например, типа экибастузского) при тонком помоле. Толщина слоя таких отложений обычно выше в верхней части топки по сравнению с зоной активного горения.

Характер образующихся отложений зависит от химического состава золы (содержания оксидов щелочных металлов), ее вязкостно-температурных характеристик, температурного уровня топочного процесса. Увеличение нагрузки агрегата обычно приводит к увели-

чению толщины слоя связанных отложений и уменьшению толщины слоя сыпучих отложений.

Перенос энергии в слое отложений осуществляется двумя физическими механизмами — молекулярной теплопроводностью и излучением. Молекулярной теплопроводностью теплота переносится как по твердому каркасу слоя, так и в газовых прослойках между частицами. Радиационный перенос энергии происходит главным образом в газовых зазорах между частицами. Относительная роль радиационной составляющей переноса заметно возрастает с увеличением температуры слоя. Основное влияние на условия переноса энергии в слое загрязнений оказывает структура слоя, которая частично характеризуется его микропористостью. Она определяется размерами, формой и взаимным расположением частиц. Структура слоя обусловливает, таким образом, размеры и форму газовых микрополостей, а также строение собственно твердого каркаса.

Теплопроводность твердой фазы зависит главным образом от структуры этого каркаса и содержания в нем оксидов железа. Увеличение доли оксидов железа, сопровождающееся увеличением плотности слоя, приводит к уменьшению его теплового сопротивления и увеличению теплопроводности. Противоположное влияние на тепловое сопротивление и теплопроводность оказывает увеличение числа газовых прослоек и микрополостей между частицами. Радиационный перенос энергии в слое загрязнений зависит от размеров и формы газовых зазоров и микрополостей и, так же как и перенос теплоты теплопроводностью, в основном определяется структурой слоя. Помимо указанных факторов, дополнительное тепловое сопротивление, обусловленное снижением теплопроводности, связано также с рассмотренным выше прерывистым изменением химического состава и других свойств отложений по глубине слоя.

Исследования ряда авторов, в частности результаты работы [80], показывают, что среди частиц летучей золы в топочных камерах, особенно среди частиц золы больших размеров, нередко наблюдаются полые сферы — так называемые кайносферы, образующиеся при расширении адсорбированных частицами золы углекислого газа и азота. Наличие таких частиц в золовых отложениях на экранных трубах может, видимо, явиться одной из причин, объясняющих их аномально низкую теплопроводность.

Для построения модели структуры слоя загрязнений могут быть использованы общие принципы построения структур композиционных материалов и смесей, изложенные в известной работе Г. Н. Дульнева и Ю. П. Заричняка [24].

Ограничиваясь для простоты рассмотрением одномерной задачи в рамках плоского слоя, представим структуру слоя загрязнений в виде суперпозиции двух идеальных структур, которые в соответствии с работой [24] будем называть структурами первого и второго типа.

В качестве *структуры первого типа* примем структуру, образованную системой параллельных пластин толщиной $\delta_т'$, расположенных на тепловоспринимающей поверхности перпендикулярно направлению потока энергии,

на одинаковых расстояниях друг от друга $\delta'_г$. В качестве *структуры второго типа* примем систему плоскопараллельных пластин толщиной $\delta''_т$ с расстоянием между ними $\delta''_г$, расположенных перпендикулярно плоскости тепловоспринимающей поверхности, т. е. параллельно направлению потока энергии. Все возможные значения теплового сопротивления слоя загрязнений ограничены пределами, характерными для рассматриваемых двух типов структур. Для структуры первого типа тепловое сопротивление имеет максимальное, а для структуры второго типа — минимальное значение.

В каждой из рассматриваемых структур принимается, что толщины твердых слоев $(\delta'_т, \delta''_т)$ и газовых зазоров $(\delta'_г, \delta''_г)$ малы по сравнению с размерами пластин и толщиной слоя $\delta_{зл}$. Принимается также, что объемные доли как твердой, так и газовой фазы в структурах первого и второго типа одинаковы и равны объемным долям твердой фазы и газа в реальном слое загрязнений: $v'_т/v = v''_т/v = v_т/v$; $v'_г/v = v''_г/v = v_г/v$. Одинаковыми и равными $\delta_{зл}$ принимаются также полные толщины слоя в направлении потока энергии для обоих типов структур.

Обозначая через $F = ab$ площадь поверхности, перпендикулярной направлению потока энергии в каждой из структур, где a и b — стороны прямоугольника, определим доли наружной поверхности, приходящиеся на твердотельные и газовые слои в структуре второго типа:

$$\frac{F''_т}{F} = \frac{b\delta''_т n''}{F} = \frac{\delta''_т n''}{a} \quad \text{и} \quad \frac{F''_г}{F} = \frac{b\delta''_г n''}{F} = \frac{\delta''_г n''}{a}.$$

Естественно, что $F''_т/F + F''_г/F = n''\left(\delta''_т + \delta''_г\right)/a$, а число твердотельных или газовых слоев $n'' = a/\left(\delta''_т + \delta''_г\right)$. Для структуры первого типа $n' = \delta_{зл}/\left(\delta'_т + \delta'_г\right)$.

Коэффициент теплопроводности для твердотельных слоев определяется в обеих структурах коэффициентом молекулярной теплопроводности твердого каркаса слоя загрязнений $\lambda'_т = \lambda''_т = \lambda_{мол\,т}$. Для газовых слоев эффективный коэффициент теплопроводности определяется суммой молекулярной $\lambda_{мол}$ и радиационной $\lambda_{рад}$ составляющих: $\lambda'_г = \lambda'_{мол.\,г} + \lambda'_{рад.\,г}$; $\lambda''_г = \lambda''_{мол.\,г} + \lambda''_{рад.\,г}$, где $\lambda'_{мол.\,г} = \lambda''_{мол.\,г} = \lambda_{мол.\,г}$. Влияние конвективной составляющей переноса может быть учтено в рассматриваемых структурах величинами $\lambda'_{мол.\,г}$ и $\lambda''_{мол.\,г}$, которые при этом могут иметь различные значения.

Определим теперь потоки энергии, проходящие через слой $\delta_{зл}$ в структурах первого и второго типа. Для структуры первого типа

$$q' = \frac{T_{зл} - T_{ст}}{\left(\delta'_т/\lambda'_т + \delta'_г/\lambda'_г\right) n'} F,$$

где $T_{зл}$ и $T_{ст}$ — температуры наружной поверхности слоя отложений и металлической стенки.

Для структуры второго типа

$$q'' = \left(\lambda''_т \frac{F''_т}{F} + \lambda''_г \frac{F''_г}{F}\right) \frac{T_{зл} - T_{ст}}{\delta_{зл}} F$$

или

$$q'' = \frac{n''}{a}\left(\lambda''_т \frac{\delta''_т}{\delta_{зл}} + \lambda''_г \frac{\delta''_г}{\delta_{зл}}\right)\left(T_{зл} - T_{ст}\right).$$

Из приведенных формул видно, что в структуре первого типа поток энергии q' определяется суммой тепловых сопротивлений элементов слоя

и увеличение их числа n' приводит к снижению величины q'. В структуре второго типа поток энергии q'' определяется суммой тепловых проводимостей элементов слоя и увеличение их числа n'' приводит к росту q''.

Как уже отмечалось выше, модель реального слоя загрязнений можно представить в виде суперпозиции рассмотренных двух типов структур с соответствующими весовыми коэффициентами $m' = m$ и $m'' = 1 - m$. При этом суммарный поток энергии, переносимый через слой, будет равен

$$q = mq' + (1 - m)\, q''.$$

Введя в рассмотрение эффективный коэффициент теплопроводности для реального слоя $\lambda_{зл}$ и эффективное тепловое сопротивление последнего $R_{зл}$, можем написать

$$q = \lambda_{зл} \frac{T_{зл} - T_{ст}}{\delta_{зл}} F = \frac{1}{R_{зл}} (T_{зл} - T_{ст}) F = \left[\frac{m}{n'\left(\dfrac{\delta_т'}{\lambda_т'} + \dfrac{\delta_г'}{\lambda_г'} \right)} + \right.$$

$$\left. + \frac{n''(1-m)}{\delta_{зл}} \left(\lambda_т''\delta_т'' + \lambda_г''\delta_г'' \right) \right] \left(T_{зл} - T_{ст} \right) F.$$

Тепловое сопротивление слоя $R_{зл}$ определяется при этом из равенства

$$\frac{1}{R_{зл}} = \frac{m}{n'\left(\dfrac{\delta_т'}{\lambda_т'} + \dfrac{\delta_г'}{\lambda_г'} \right)} + \frac{n''(1-m)}{\delta_{зл} a} \left(\lambda_т''\delta_т'' + \lambda_г''\delta_г'' \right)$$

или

$$\frac{1}{R_{зл}} = \frac{m\left(\delta_т' + \delta_г' \right)}{\delta_{зл}\left(\dfrac{\delta_т'}{\lambda_т'} + \dfrac{\delta_г'}{\lambda_г'} \right)} + \frac{1-m}{\delta_{зл}\left(\delta_т'' + \delta_г'' \right)} \left(\lambda_т''\delta_т'' + \lambda_г''\delta_г'' \right).$$

Коэффициент теплопроводности слоя загрязнений

$$\lambda_{зл} = \frac{m}{\dfrac{1}{\lambda_т'} \dfrac{\delta_т'}{\delta_т' + \delta_г'} + \dfrac{1}{\lambda_г'} \dfrac{\delta_г'}{\delta_т' + \delta_г'}} +$$

$$+ (1-m) \left(\lambda_т'' \frac{\delta_т''}{\delta_т'' + \delta_г''} + \lambda_г'' \frac{\delta_г''}{\delta_т'' + \delta_г''} \right).$$

Коэффициент радиационной теплопроводности для газового слоя в структуре первого типа можно определить из условий радиационного теплообмена между двумя бесконечными параллельными пластинами, расположенными друг над другом. В этом случае при сравнительно небольших различиях в температурах пластин плотность потока результирующего излучения между ними будет равна $\lambda'_{рад.\,г\,i} \Delta T / \delta_г'$, а коэффициент радиационной теплопроводности $\lambda'_{рад.\,г\,i} = [\varepsilon/(2 - \varepsilon)]\sigma_0 T^3 \delta_г'$, где ε — степень черноты поверхностей пластин.

Для структуры второго типа при определении коэффициента радиационной теплопроводности в газовых слоях необходимо рассматривать условия теплообмена излучением между двумя параллельными полосами малой ширины $\delta_г''$, расположенными друг против друга на расстоянии $\delta_{зл}$. Естественно, что коэффициент радиационной теплопроводности будет при этом зависеть

также от разрешающего углового коэффициента между рассматриваемыми поверхностями.

Для условий переноса энергии излучения структуры первого и второго типа можно условно рассматривать как системы непрозрачных и частично прозрачных экранов.

Теплопроводность слоя золовых отложений на поверхности нагрева и их тепловое сопротивление могут изменяться в широких пределах в зависимости от месторасположения поверхности в топке, вида топлива и режимных условий сжигания. По имеющимся литературным данным, коэффициент теплопроводности отложений на экранных поверхностях нагрева $\lambda_{зл}$ может изменяться в пределах от 0,05 до 0,5 Вт/(м·К), а их тепловое сопротивление $\delta_{зл}/\lambda_{зл}$— от 0,02 до 0,001 (м^2·К)/Вт.

Коэффициент теплопроводности золовых отложений по своим численным значениям соизмерим с коэффициентом теплопроводности углекислого газа и воздуха при высоких температурах, а в ряде случаев даже ниже его. Нижний предел $\lambda_{зл}$ близок к значению коэффициента теплопроводности стекловаты, а верхний — не превышает обычных значений коэффициентов теплопроводности огнеупорных материалов. Теплопроводность слоя $\lambda_{зл}$ увеличивается с возрастанием температуры слоя и содержания в нем оксидов железа.

При расчете теплообмена в топках по методике ВТИ— ЭНИНа [56] непосредственно используется коэффициент теплового сопротивления слоя золовых загрязнений $R_{зл} = \delta_{зл}/\lambda_{зл}$. Для гладкотрубных и плавниковых экранов он принимается равным 0,006 при сжигании сланца, 0,003 при сжигании угольной пыли и 0,002 (м^2·К)/Вт при сжигании мазута. Для условий сжигания газа принимается $R_{зл} = 0$. В зонах ошипованных экранов, покрытых огнеупорной массой, а также в зонах, закрытых шамотным кирпичом, коэффициент теплового сопротивления повышается соответственно до 0,007 и 0,012 (м^2·К)/Вт для всех топлив. Тепловое сопротивление слоя золовых отложений на экранных трубах $R_{зл}$ на несколько порядков превышает тепловое сопротивление металлической стенки $R_{мет}$. Поэтому при расчетах величиной $R_{мет}$ обычно пренебрегают по сравнению с величиной $R_{зл}$. Следует заметить, что до настоящего времени данные о величинах $R_{зл}$ и $\lambda_{зл}$ весьма ограниченны.

Наряду с тепловым сопротивлением загрязнений $R_{зл}$ важным фактором, оказывающим большое влияние на условия теплообмена в топках, как уже отмечалось выше, является степень черноты (поглощательная способность) поверхности загрязнений $\varepsilon_{зл}$. Она зависит от химического состава веществ, образующих слой, структуры слоя и микрошероховатости поверхности. Интегральная степень черноты слоя изменяется также в зависимости от его температуры.

Важные данные о спектральных и интегральных степенях черноты загрязнений были получены в известных работах Б. А. Хрусталева и А. М. Ракова [62], И. Р. Микка, Х. А. Кяара и Т. Б. Тий-

кма [34], А. А. Абрютина и Э. С. Карасиной [1]. Они широко используются в расчетах теплообмена в топках. Много интересных данных содержат также публикации зарубежных авторов.

В последнее время А. Г. Задворным, Ю. А. Журавлевым, В. В. Мечевым и М. Я. Процайло [29] были получены новые данные о спектральной $\varepsilon_{зл}$ (λ) и интегральной $\varepsilon_{зл}$ степенях черноты золовых и шлаковых отложений в топке котлоагрегата БКЗ-320-140ПТ с жидким шлакоудалением при сжигании березовского угля. На рис. 5-4 одновременно с этими данными, относящимися к спектральной степени черноты отложений $\varepsilon_{зл}$ (λ) при сжигании березовского угля, приведены также данные [34], относящиеся к условиям сжигания сланцевого масла.

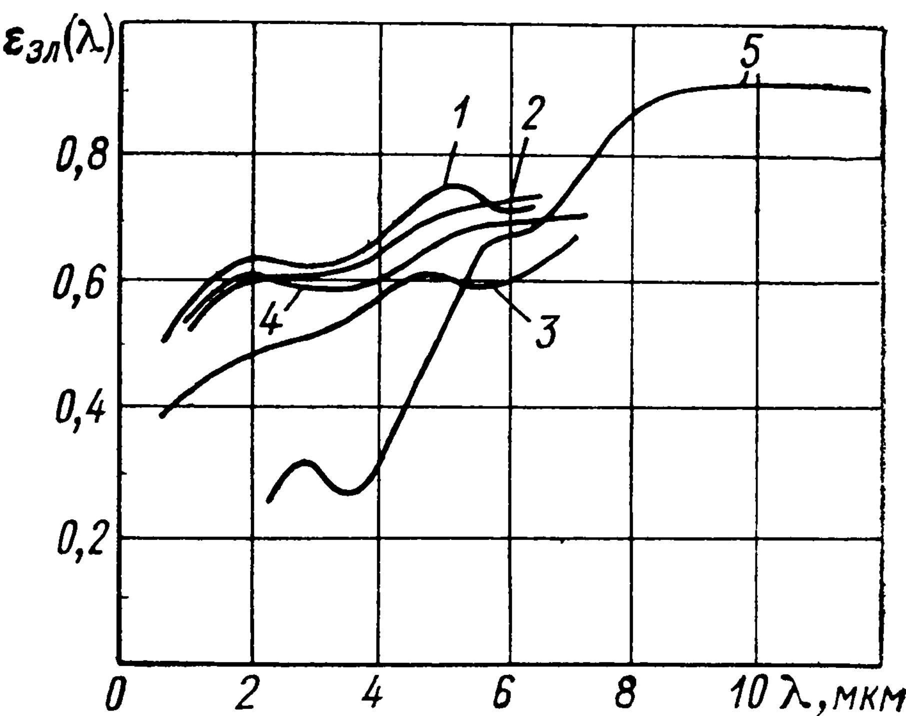


Рис. 5-4. Спектральная степень черноты золовых отложений и шлака березовского угля и сланцевого масла

1, 2, 3 — золовые отложения (березовский уголь, $T = 1100$ К); *4* — шлаковые отложения (березовский уголь, $T = 1500$ К); *5* — золовые отложения (сланцевое масло, $T = 800$ К)

Образцы для исследования спектральной степени черноты золовых отложений при сжигании березовского угля были отобраны в верхней части камеры охлаждения и характеризовались различным химическим составом. Химический состав этих отложений (кривые *1*, *2*, *3*) и шлака (кривая *4*) приведен ниже:

	1	*2*	*3*	*4*
$CaO + MgO$	47,2	45,2	37,2	40,7
SiO_2	29,9	31,1	7,6	38,3
Al_2O_3	7,2	6,2	5,1	9,3
SO_3	3,6	3,7	41,8	0,4
$FeO + Fe_2O_3 + Fe_3O_4$	11,9	4,1	7,1	14,4

Обращает на себя внимание заметное изменение содержания в отложениях оксидов железа, а также аномально высокое содержание SO_3 и аномально низкое содержание SiO_2 в золовых отложениях (кривая *3*). Как видно из приведенных данных, заметное влияние на величину $\varepsilon_{зл}$ (λ) оказывает химический состав отложений, особенно содержание в них оксидов железа.

Обобщая приведенные данные совместно с данными других авторов, можно сделать достаточно общий вывод о том, что спектральная степень черноты $\varepsilon_{зл}$ (λ) в существенной для теплообмена в топках инфракрасной области спектра, как правило, увеличивается с увеличением длины волны излучения λ.

Следует заметить, что в спектре потока собственного излучения слоя загрязнений превалируют длинноволновые составляющие по сравнению со спектром потока падающего излучения.

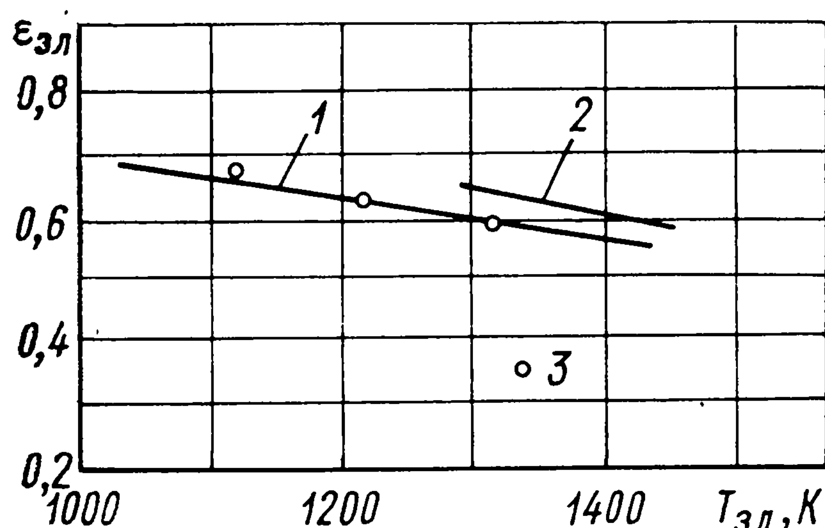


Рис. 5-5. Интегральная степень черноты золовых отложений (*1*) и шлака (*2*) при сжигании березовского угля по данным А. Г. Задворного, Ю. А. Журавлева и В. В. Мечева; *3* — по данным Б. А. Хрусталева и А. М. Ракова

Селективность радиационных свойств слоя загрязнений определяет характер температурной зависимости для интегральной степени черноты слоя:

$$\varepsilon_{зл}(T) = \frac{c_1}{\sigma_0 T_{зл}^4} \int_0^\infty \varepsilon_{зл}(\lambda)\, \lambda^{-5} \times \left(e^{c_2/(\lambda T_{зл})} - 1\right)^{-1} d\lambda = \frac{1}{\sigma_0 T_{зл}^4} \int_0^\infty q_{зл.\,соб}(\lambda)\, d\lambda.$$

На рис. 5-5 показана зависимость от температуры $T_{зл}$ интегральной степени черноты слоя для золовых отложений и шлака. Как видно из этих данных, а также из результатов расчетов по спектральным данным и опытных данных других авторов, интегральная степень черноты слоя загрязнений и шлака уменьшается с увеличением температуры слоя $T_{зл}$.

Интегральная поглощательная способность слоя загрязнений

$$a_{зл} = \frac{\int_0^\infty a_{зл}(\lambda)\, q_{пад}(\lambda)\, d\lambda}{\int_0^\infty q_{пад}(\lambda)\, d\lambda} = \frac{\int_0^\infty \varepsilon_{зл}(\lambda)\, q_{пад}(\lambda)\, d\lambda}{q_{пад}}. \qquad (5\text{-}23)$$

Она зависит как от спектральной поглощательной способности $a_{зл}(\lambda)$ слоя, так и от спектрального состава падающего излучения. При этом плотность интегрального потока результирующего излучения

$$q_{ст.\,рез} = a_{зл} q_{пад} - q_{зл.\,соб}$$

или

$$q_{ст.\,рез} = a_{зл} q_{пад} - \sigma_0 \varepsilon_{зл} T_{зл}^4. \qquad (5\text{-}24)$$

В соответствии с законом Кирхгофа спектральная степень черноты золовых отложений $\varepsilon_{зл}(\lambda)$ численно равна их спектральной поглощательной способности $a_{зл}(\lambda)$. Что же касается интегральных значений этих величин, то они из-за селективных свойств загрязнений, естественно, имеют различные численные значения, т. е. $a_{зл}(T_{зл}, T_ф) \neq \varepsilon_{зл}(T_{зл})$. Вследствие рассмотренных выше особенностей спектров падающего излучения и собственного излучения слоя загрязнений средняя интегральная поглощательная способность этих загрязнений обычно превышает по своему численному значению среднюю интегральную степень черноты. Такое соотношение между $a_{зл}$ и $\varepsilon_{зл}$, однако, иногда нарушается в связи с изменением структуры и химического состава отложений. Так, по

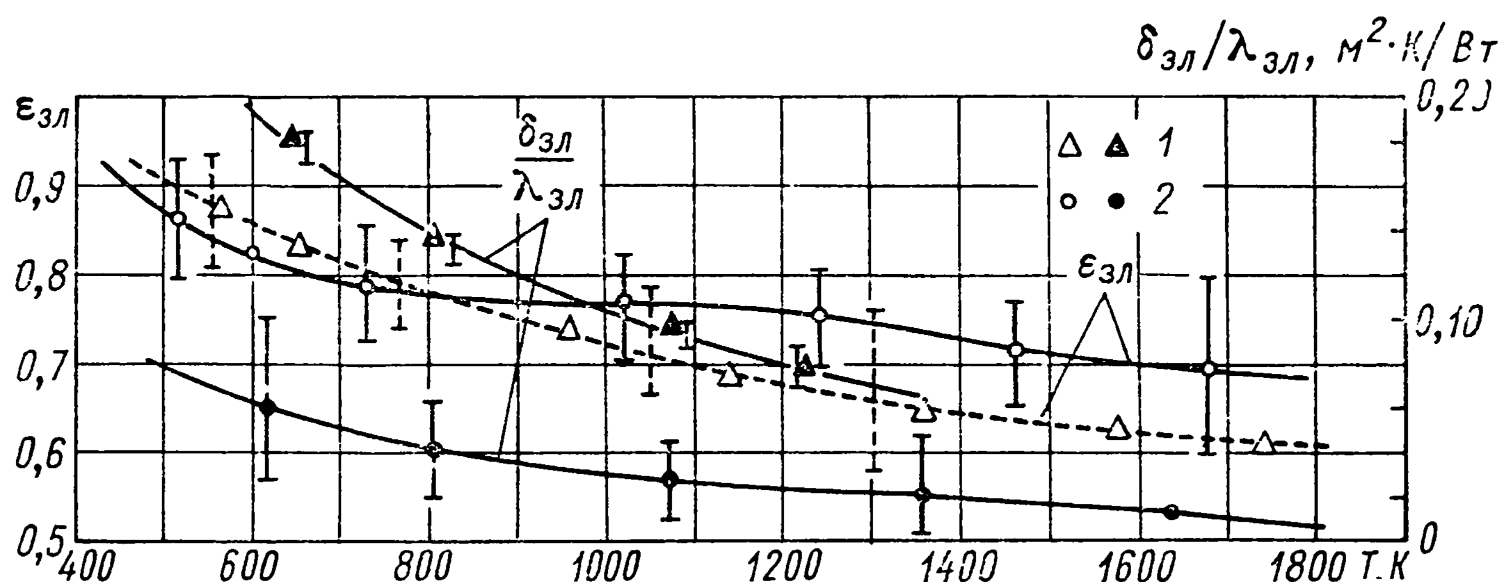


Рис. 5-6. Зависимость от температуры теплового сопротивления $\delta_{зл}/\lambda_{зл}$ и интегральной степени черноты $\varepsilon_{зл}$ золовых отложений по данным [83]

1 — сыпучие отложения; *2* — сплавленные отложения

данным [83] для ряда топлив, действительно, $a_{зл} = 0,52 \ldots 0,61$, а $\varepsilon_{зл} = 0,37 \ldots 0,56$. В то же время отмечаются загрязнения, для которых $a_{зл} = 0,62 \ldots 0,82$, а $\varepsilon_{зл} = 0,66 \ldots 0,87$. О равенстве величин $a_{зл}$ и $\varepsilon_{зл}$ можно говорить лишь в условиях локального термодинамического равновесия. Тем не менее в инженерных методах расчета золовые отложения рассматриваются условно как серое тело. При этом, естественно, принимается, что средняя интегральная поглощательная способность численно равна средней интегральной степени черноты слоя. Такое предположение существенно упрощает расчеты, однако при этом вносятся определенные погрешности в конечные результаты. Ввиду отсутствия надежных опытных данных о величинах $\varepsilon_{зл}(\lambda)$ для различных топлив и способов сжигания, а также с целью упрощения методики в нормативном методе [56] также принята модель «серого приближения» для слоя золовых отложений на тепловоспринимающих поверхностях нагрева. В методике теплового расчета ВТИ—ЭНИНа [56] для условий сжигания твердых и жидких топлив интегральная поглощательная способность загрязненных экранов (физическая поглощательная способность поверхности) принимается постоянной ($a_{зл} = 0,75$) в интервале температур от 800 до 1500 К. При сжигании газа поверхности экранов считаются условно чистыми, и для них принимается наиболее высокое значение интегральной поглощательной способности 0,85 в области температур незагрязненной стенки от 500 до 800 К. Наконец, для ошипованных экранов вне зависимости от того, покрыты они пленкой жидкого шлака или нет, поглощательная способность принимается равной 0,68 для всех топлив в диапазоне температур от 1500 до 2000 К.

Интересное обобщение [83] результатов исследований советских, американских и австралийских ученых в области изучения теплового сопротивления загрязнений $\delta_{зл}/\lambda_{зл}$ и их интегральной степени черноты $\varepsilon_{зл}$ представлено на рис. 5-6. Здесь показано, как изменяются в зависимости от температуры T величины $\delta_{зл}/\lambda_{зл}$ и $\varepsilon_{зл}$ для двух типов золовых отложений на экранных трубах —

сыпучих и сплавленных. Как видно из приведенных данных, сыпучие отложения характеризуются более высокими значениями $\delta_{зл}/\lambda_{зл}$ по сравнению со сплавленными. Что же касается интегральной степени черноты $\varepsilon_{зл}$, следует заметить, что в области температур $T<800$ К сыпучие отложения обладают несколько более высокой степенью черноты, чем сплавленные. В области температур $T>800$ К заметно более высокими значениями $\varepsilon_{зл}$ обладают сплавленные отложения.

Общим для всех видов отложений является характер зависимости от температуры величин $\delta_{зл}/\lambda_{зл}$ и $\varepsilon_{зл}$. С ростом температуры T тепловое сопротивление загрязнений $\delta_{зл}/\lambda_{зл}$ и интегральная степень черноты отложений $\varepsilon_{зл}$ уменьшаются. Заметим в заключение, что на рассматриваемом рисунке указаны также области значений $\delta_{зл}/\lambda_{зл}$ и $\varepsilon_{зл}$, в которых заключены данные различных авторов. Кривыми выделены наиболее достоверные результаты.

При расчетах теплообмена с использованием данных о тепловых сопротивлениях загрязнений необходимо учитывать, что из-за температурной зависимости коэффициента теплопроводности тепловое сопротивление слоя загрязнений может заметно изменяться в зависимости от нагрузки агрегата.

5-3. ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В СЛОЕ ТОПОЧНОЙ СРЕДЫ С ИЗЛУЧАЮЩИМИ И ОТРАЖАЮЩИМИ СТЕНКАМИ

Основной задачей данного параграфа является установление аналитических зависимостей для определения спектральных интенсивностей падающего излучения и эффективного теплового излучения стенки. Эти величины являются исходными для определения спектрального коэффициента тепловой эффективности экранов. В качестве простейшей системы рассмотрим плоский неизотермический слой топочной среды оптической толщины $\tau_ф$ с осесимметричным распределением температуры $T(\tau)$. Для упрощения решения среду будем считать нерассеивающей. Как и для условий теплообмена в топках, ограничивающие стенки будем рассматривать как излучающие и отражающие поверхности, имеющие температуру $T_{зл}$ и степень черноты $\varepsilon_{зл}$. Индексы, указывающие на принадлежность к спектральным величинам, для упрощения обозначений везде опустим.

При такой постановке задачи уравнение переноса энергии излучения для условий локального термодинамического равновесия можно записать в виде

$$\mu \frac{d}{d\tau} I(\tau, \mu) = -I(\tau, \mu) + I_0[T(\tau)], \qquad (5\text{-}25)$$

где $I(\tau, \mu)$ — спектральная интенсивность излучения в точке среды с оптической глубиной $\tau = \alpha x$ в направлении $\theta = \arccos \mu$; $\alpha(\tau)$ — локальный спектральный коэффициент поглощения.

Учитывая, что ограничивающие поверхности являются излучающими и отражающими, граничные условия для уравнения (5-25) можно представить в виде

$$I(\tau, \mu)\Big|_{\substack{\tau=0\\ \tau=\tau_ф}} = \varepsilon_{зл} I_0(T_{зл}) + (1-\varepsilon_{зл}) I_{пад}(\tau, \mu)\Big|_{\substack{\tau=0\\ \tau=\tau_ф}}. \qquad (5\text{-}26)$$

Первый член в этом равенстве определяет спектральную интенсивность собственного излучения стенки, а второй — спектральную интенсивность отраженного излучения.

Решая уравнение (5-25) при граничных условиях (5-26), приходим к известному выражению

$$I_{пад}(\mu) = I(\tau_ф, \mu) = \frac{1}{1-(1-\varepsilon_{зл})\, e^{-\tau_ф \mu}} \times$$

$$\times \left\{ \varepsilon_{зл} I_0(T_{зл})\, e^{-\tau_ф \mu} + \int_0^{\tau_ф} I_0[T(\tau)]\, e^{-(\tau_ф - \tau)\mu} \frac{d\tau}{\mu} \right\}, \qquad (5\text{-}27)$$

определяющему спектральную интенсивность излучения, выходящего из слоя оптической толщины $\tau_ф$ и падающего на ограничивающую слой стенку в произвольном направлении $\theta = \arccos \mu$. Как уже отмечалось выше, распределение температуры в слое среды принимается осесимметричным, при котором $T(\tau_ф - \tau) = T(\tau)$ и $I_0[T(\tau_ф - \tau)] = I_0[T(\tau)]$.

Для определения осредненной по направлениям спектральной интенсивности излучения, выходящего из слоя среды и падающего на ограничивающую стенку, воспользуемся условием полной диффузности излучения [2]. При этом осредненная по направлениям интенсивность излучения принимается равной интенсивности излучения в направлении $\theta = \arccos(1/2) = 60°$ к нормали слоя

$$\int_0^1 I(\tau, \mu)\, d\mu = I\left(\tau, \frac{1}{2}\right) = I. \qquad (5\text{-}28)$$

Учитывая (5-28), можем на основании (5-27) написать

$$I_{пад} = \frac{1}{1+(1-\varepsilon_{зл})\, e^{-2\tau_ф}} \left\{ \varepsilon_{зл} I_0(T_{зл})\, e^{-2\tau_ф} + 2\int_0^{\tau_ф} I_0[T(\tau)] \times \right.$$

$$\left. \times\, e^{-2(\tau_ф - \tau)}\, d\tau \right\}. \qquad (5\text{-}29)$$

По установленной таким образом величине $I_{пад}$ несложно определить спектральную интенсивность эффективного излучения стенки:

$$I_{ст.\,эф} = \varepsilon_{зл} I_0(T_{зл}) + (1-\varepsilon_{зл}) I_{пад}$$

или

$$I_{ст.\,эф} = \frac{1}{1-(1-\varepsilon_{зл})\, e^{-2\tau_ф}} \left\{ \varepsilon_{зл} I_0(T_{зл}) + 2(1-\varepsilon_{зл}) \int_0^{\tau_ф} I_0[T(\tau)] \times \right.$$

$$\left. \times\, e^{-2(\tau_ф - \tau)}\, d\tau \right\}. \qquad (5\text{-}30)$$

Выражение (5-29) определяет интенсивность излучения слоя среды с отражающими и излучающими стенками. Если условно принять, что стенки являются абсолютно черными и холодными ($\varepsilon_{зл} = 1$, $T_{зл} = 0$), то формула (5-29) перейдет в формулу, определяющую интенсивность собственного излучения слоя. Запишем ее в виде

$$I_{соб}[T(\tau)] = 2\int_0^{\tau_ф} I_0[T(\tau)]\, e^{-2(\tau_ф - \tau)}\, d\tau, \qquad (5\text{-}31)$$

чтобы подчеркнуть, что речь идет о неизотермическом излучающем слое.

Теперь представим себе некоторый изотермический слой той же оптической толщины $\tau_ф$ с температурой $T = T_ф = \text{const}$. На основании (5-31) можем написать для такого слоя

$$I_{соб}(T_ф) = 2I_0(T_ф)\int_0^{\tau_ф} e^{-2(\tau_ф - \tau)}\, d\tau$$

или

$$I_{соб}(T_ф) = I_0(T_ф)\left(1 - e^{-2\tau_ф}\right). \qquad (5\text{-}32)$$

Температуру $T_ф$ гипотетического изотермического слоя выберем таким образом, чтобы его интенсивность излучения стала равна интенсивности излучения реального неизотермического слоя, т. е. чтобы выполнялось равенство

$$I_{соб}(T_ф) = I_{соб}[T(\tau)]. \qquad (5\text{-}33)$$

На основании равенств (5-31) и (5-32) можем при этом написать [9, 41]

$$I_0(T_ф)\left(1 - e^{-2\tau_ф}\right) = 2\int_0^{\tau_ф} I_0[T(\tau)]\, e^{-2(\tau_ф - \tau)}\, d\tau$$

или

$$I_0(T_ф) = \frac{1}{1 - e^{-2\tau_ф}}\int_0^{\tau_ф} I_0[T(\tau)]\, e^{-2(\tau_ф - \tau)}\, d\tau. \qquad (5\text{-}34)$$

Формула (5-34) определяет условие осреднения температуры слоя. Температура $T_ф$, определенная на основании этой формулы, называется средней эффективной температурой слоя или просто эффективной температурой.

Из равенства (5-32), в частности, вытекает формула для эффективной степени черноты слоя

$$\varepsilon_ф = \frac{I_{соб}(T_ф)}{I_0(T_ф)} = 1 - e^{-2\tau_ф}.$$

Приведенные зависимости определяют, таким образом, основные радиационные характеристики неизотермического излучающего слоя с отражающими и излучающими стенками. Они могут использоваться для определения коэффициента тепловой эффективности экранов, эффективной температуры и эффективной степени черноты слоя. Заметим, что в соответствующей формуле норматив-

ного метода расчета [56] при определении эффективной степени черноты факела численный коэффициент, входящий в показатель экспоненты, включается непосредственно в значение оптической толщины слоя $\tau_ф$.

5-4. КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭКРАНОВ

При расчетах теплообмена в топках широко используется коэффициент тепловой эффективности экранов (КТЭ) ψ, естественно связанный с рассмотренными выше тепловым сопротивлением загрязнений $R_{зл}$ и их степенью черноты $\varepsilon_{зл}$. Так, в методе ЦКТИ [56] с помощью численных значений КТЭ условно задаются граничные условия теплообмена на загрязненных тепловоспринимающих поверхностях нагрева, определяющие их относительное тепловосприятие. Имеющиеся опытные данные показывают сравнительно низкие значения КТЭ, особенно при сжигании угольной пыли и сланцев. В расчетах теплообмена в топках обычно используется так называемый коэффициент загрязнений $\zeta = \psi/x$, учитывающий снижение тепловосприятия экрана вследствие загрязнения, где x — угловой коэффициент экрана. По данным [56] для угольной пыли $\zeta = 0{,}35 \ldots 0{,}55$, для мазута $\zeta = 0{,}55$ и для газа $\zeta = 0{,}65$. Особенно низкое значение $\zeta = 0{,}25$ рекомендуется для сланцев северо-западных месторождений. Величина ζ заметно снижается для ошипованных экранов, покрытых огнеупорной массой ($\zeta = 0{,}2$) или закрытых шамотным кирпичом ($\zeta = 0{,}1$). В высоконапряженных топочных камерах тепловая эффективность экранов увеличивается примерно на 15—20 %.

Физический смысл КТЭ непосредственно вытекает из формулы (3-31) как соотношения между поверхностными плотностями потоков результирующего излучения экрана $q_{ст.\,рез}$ и падающего излучения $q_{пад}$. При этом величина $(1 - \psi)$, естественно, определяет соотношение между поверхностными плотностями потоков эффективного излучения экрана $q_{ст.\,эф}$ и падающего на него излучения $q_{пад}$. Чем выше значение ψ, тем интенсивнее теплообмен в топке. В отличие от теплового сопротивления слоя загрязнений $R_{зл}$ КТЭ экранов весьма слабо зависит от плотности потока падающего излучения. С этой зависимостью в практических расчетах можно не считаться. Именно это обстоятельство позволило принять в методе [56] постоянные численные значения ζ.

Приведенные выше данные о радиационных свойствах пламени и загрязненных поверхностей нагрева показывают, что как пламя, так и экраны обладают существенно селективными радиационными свойствами. Определенными селективными свойствами должен обладать и КТЭ. В то же время все имеющиеся опытные данные относятся лишь к средним интегральным значениям КТЭ. В нормативном методе [56] также используются эти значения. В этой связи дальнейшее развитие и совершенствование методов теплового расчета топок, связанное с использованием КТЭ, требует тщательного изучения зависимости КТЭ от длины волны излучения для реаль-

ного спектра. Вследствие сложной структуры излучательных свойств газовых компонентов продуктов сгорания величина ψ может заметно изменяться в зависимости от частоты (длины волны) излучения. Испускание и поглощение энергии происходят при этом в различных спектральных диапазонах. Характерным является то, что испускание приходится на более длинноволновую по сравнению с поглощением область спектра. Важным обстоятельством, которое необходимо учитывать при определении КТЭ, является температурный скачок на границе факел—стенка, связанный с разрывом температурного поля. Все эти факторы, естественно, сказываются на величине ψ, и их необходимо учитывать при анализе.

Для выяснения физического смысла параметра ψ, связанного с влиянием на него комплекса указанных выше факторов, запишем выражения для ψ в аналитическом виде, воспользовавшись приведенным в предыдущем параграфе решением уравнения переноса энергии излучения.

Следуя работе [10], определим КТЭ по приведенным ранее радиационным характеристикам плоского слоя среды с отражающими и излучающими стенками. Учитывая (5-29) и (5-30) и обозначая

$$\Phi(\tau_ф) = 2\int_0^{\tau_ф} I_0[T(\tau)]\, e^{-2(\tau_ф - \tau)}\, d\tau, \qquad (5\text{-}35)$$

можем на основании (3-31) написать

$$\psi = 1 - \frac{\varepsilon_{зл} I_0(T_{зл}) + (1 - \varepsilon_{зл})\,\Phi(\tau_ф)}{\varepsilon_{зл} I_0(T_{зл})\, e^{-2\tau_ф} + \Phi(\tau_ф)}. \qquad (5\text{-}36)$$

Формула (5-36) связывает КТЭ со степенью черноты $\varepsilon_{зл}$ и температурой $T_{зл}$ загрязненной поверхности, а также с температурным профилем и оптической толщиной слоя, в зависимости от которых определяется функция $\Phi(\tau_ф)$.

В соответствии с принятым законом осреднения температурного поля в слое (5-34) перепишем выражение (5-35) в виде

$$\Phi(\tau_ф) = \left(1 - e^{-2\tau_ф}\right) I_0(T_ф). \qquad (5\text{-}37)$$

Подставляя это выражение в (5-36), получаем

$$\psi = 1 - \frac{\varepsilon_{зл} I_0(T_{зл}) + (1 - \varepsilon_{зл})\left(1 - e^{-2\tau_ф}\right) I_0(T_ф)}{\varepsilon_{зл} I_0(T_{зл})\, e^{-2\tau_ф} + \left(1 - e^{-2\tau_ф}\right) I_0(T_ф)}. \qquad (5\text{-}38)$$

Формула (5-38) устанавливает непосредственную зависимость КТЭ от величин $\varepsilon_{зл}$, $T_{зл}$, $T_ф$ и $\tau_ф$.

Введем теперь в рассмотрение характеристику температурного скачка на границе факел—стенка

$$b = \frac{I_0(T_{зл})}{I_0(T_ф)} = \frac{\exp[c_2/(\lambda T_ф)] - 1}{\exp[c_2/(\lambda T_{зл})] - 1}. \qquad (5\text{-}39)$$

Формулу (5-38) можно при этом записать в виде

$$\psi = 1 - \frac{b\varepsilon_{зл} + (1 - \varepsilon_{зл})\left(1 - e^{-2\tau_ф}\right)}{1 - (1 - b\varepsilon_{зл})\, e^{-2\tau_ф}}$$

или

$$\psi = \frac{(1 - e^{-2\tau_ф})\, \varepsilon_{зл}\, (1 - b)}{1 - (1 - b\varepsilon_{зл})\, e^{-2\tau_ф}}. \qquad (5\text{-}40)$$

Формула (5-40) устанавливает в явном виде зависимость спектрального КТЭ экранов от характеристики температурного скачка b. Входящие в нее переменные $\tau_ф$ и $\varepsilon_{зл}$, естественно, также являются спектральными величинами.

Для излучения в полном спектре

$$b = (T_{зл}/T_ф)^4, \qquad (5\text{-}41)$$

а величины $\tau_ф$ и $\varepsilon_{зл}$ представляют собой интегральные значения оптической толщины слоя и степени черноты поверхности золовых отложений на экранных трубах. В этом случае интегральное значение КТЭ равно

$$\psi = \frac{(1 - e^{-2\tau_ф})\, \varepsilon_{зл}}{1 - [1 - (T_{зл}/T_ф)^4\, \varepsilon_{зл}]\, e^{-2\tau_ф}} \left[1 - \left(\frac{T_{зл}}{T_ф}\right)^4\right].$$

Переходя в (5-40) от оптической толщины $\tau_ф$ слоя к его эффекивной степени черноты $\varepsilon_ф$, можем написать

$$\psi = \frac{\varepsilon_ф \varepsilon_{зл}\, (1 - b)}{\varepsilon_ф + (1 - \varepsilon_ф)\, b\varepsilon_{зл}}. \qquad (5\text{-}42)$$

Формула (5-42) устанавливает аналитическую связь КТЭ со степенями черноты $\varepsilon_{зл}$ и $\varepsilon_ф$ и характеристикой температурного скачка на границе. Учитывая (5-39) и (5-41), можем записать выражения для коэффициентов спектральной и интегральной тепловой эффективности экранов в полном спектре соответственно в виде

$$\psi(\lambda) = \frac{\varepsilon_ф(\lambda)\, \varepsilon_{зл}(\lambda)}{\varepsilon_ф(\lambda) + [1 - \varepsilon_ф(\lambda)]\, \varepsilon_{зл}(\lambda)\, \dfrac{\exp[c_2/(\lambda T_ф)] - 1}{\exp[c_2/(\lambda T_{зл})] - 1}} \times$$

$$\times \left[1 - \frac{\exp[c_2/(\lambda T_ф)] - 1}{\exp[c_2/(\lambda T_{зл})] - 1}\right] \qquad (5\text{-}43)$$

$$\psi = \frac{\varepsilon_ф \varepsilon_{зл}}{\varepsilon_ф + (1 - \varepsilon_ф)\, \varepsilon_{зл}\, (T_{зл}/T_ф)^4} \left[1 - \left(\frac{T_{зл}}{T_ф}\right)^4\right]. \qquad (5\text{-}44)$$

Из приведенных формул видно, что как спектральный, так и интегральный КТЭ экранов $\psi(\lambda)$ и ψ зависят от характеристики температурного скачка b. Это обстоятельство ранее не учитывалось при расчетах. Впервые на него было обращено внимание в работе [10].

В соответствии с формулами (5-39) и (5-41) спектральная и интегральная характеристики температурного скачка на границе факел—стенка определяются по отношению к средней эффективной температуре факела $T_ф$. Ниже будет показано, что при неоднородном температурном поле в слое вместо характеристики темпера-

турного скачка b удобно ввести в рассмотрение параметр температурного скачка b^*, который определяется по отношению к локальной температуре факела на границе со стенкой.

Входящее в (5-44) выражение $\varepsilon_ф \varepsilon_{зл} / [\varepsilon_ф + (1 - \varepsilon_ф) \varepsilon_{зл} (T_{зл}/T_ф)^4]$ напоминает по своей структуре хорошо известное выражение для степени черноты топки $\varepsilon_т$. В реальных условиях топочного процесса величина $(1 - \varepsilon_ф) \varepsilon_{зл} (T_{зл}/T_ф)^4 \ll \varepsilon_ф$. Таким образом, пренебрегая в знаменателе (5-44) величиной $(1 - \varepsilon_ф)\varepsilon_{зл} (T_{зл}/T_ф)^4$ по сравнению с $\varepsilon_ф$, приходим к известному выражению для КТЭ:

$$\psi \approx \varepsilon_{зл} [1 - (T_{зл}/T_ф)^4]. \quad (5\text{-}45)$$

Из этого выражения видно, что КТЭ изменяется пропорционально степени черноты слоя золовых загрязнений на экранных трубах и по своему численному значению не может превышать $\varepsilon_{зл}$. Это в свое время было показано В. В. Митором в работе [36].

Соотношение между температурой газового потока вблизи стенки $T(0)$ и температурой поверхности загрязненной стенки $T_{зл}$ зависит от оптической толщины слоя топочной среды $\tau_ф$. Из теории известно, что только для оптически толстого слоя, когда $\tau_ф \gg 1$ и справедливо известное диффузионное приближение Росселанда, температура стенки равна температуре газового потока возле стенки: $T_{зл} = T(0)$. Это связано с тем обстоятельством, что при $\tau_ф \gg 1$ средняя длина свободного пробега фотонов мала по сравнению с характерным геометрическим размером слоя L. Перенос энергии излучения в такой оптически плотной среде аналогичен по своему характеру процессу диффузии и обычно рассматривается как процесс «диффузии» фотонов. При этом обмен энергии может происходить лишь между соседними элементами системы, находящимися во взаимном контакте.

В реальных условиях работы топочных камер котлоагрегатов обмен энергией излучения происходит между всеми элементами системы. При этом температура газов в пограничном слое вблизи стенки $T(0)$ зависит не только от условий теплообмена между пограничным слоем и стенкой, но и от условий радиационного теплообмена со всеми другими элементами как граничных поверхностей, так и топочного объема. Из-за сравнительно низкой теплопроводности топочных газов температурное поле в объеме среды не согласуется при этом с температурой граничных поверхностей нагрева и $T(0) \neq T_{зл}$.

Возникающий в таких условиях температурный скачок зависит от значения оптической толщины слоя:

$$\Delta\vartheta = \frac{T(0) - T_{зл}}{T_ф - T_{зл}} = F(\tau_ф).$$

При постоянной температуре по толщине слоя, когда $T(0) = T(\tau_ф/2) = T_ф$, температурный скачок $\Delta\vartheta = 1$ вне зависимости от соотношения между температурами $T_ф$ и $T_{зл}$. Условию отсутствия температурного скачка на границе слоя ($\Delta\vartheta = 0$) соответ-

ствует равенство температур $T(0) = T_{зл}$. Абсолютное значение температурного скачка на границе $\Delta T = T(0) - T_{зл}$.

Как известно, приближение оптически толстого слоя можно распространить также на условие, когда средняя длина свободного пробега фотонов не является малой величиной, если дополнить его условием разрыва температурного поля на границе факел—стенка. Такие условия являются характерными для топочной среды. Воспользовавшись для них известным модифицированным диффузионным приближением Росселанда и обозначая $T(0) = T_с$, можем написать

$$I_0(T_с) - I_0(T_{зл}) = \frac{4}{3}\left(\frac{1}{\varepsilon_{зл}} - \frac{1}{2}\right)\left\{\frac{d}{d\tau}[I_0(T)]\right\}_{\tau=0}$$

или

$$\frac{I_0(T_{зл})}{I_0(T_с)} = 1 - \frac{4}{3}\left(\frac{1}{\varepsilon_{зл}} - \frac{1}{2}\right)\frac{1}{I_0(T_с)}\frac{d}{d\tau}[I_0(T)]_{\tau=0}. \quad (5\text{-}46)$$

В зависимости (5-46) характером температурного поля определяется только значение производной. Ее можно представить в виде

$$\frac{d}{d\tau}[I_0(T)]_{\tau=0} = \frac{d}{dT}[I_0(T)]_{\tau=0}\left.\frac{dT}{d\tau}\right|_{\tau=0}$$

или

$$\frac{d}{d\tau}[I_0(T)]_{\tau=0} = F(T)\big|_{\tau=0}\frac{d}{d\tau}[T(\tau)]_{\tau=0}.$$

Определяемая таким образом функция

$$F(T)\big|_{\tau=0} = \frac{d}{dT}[I_0(T)]_{\tau=0}$$

не содержит производных от температуры по оптической толщине слоя. Ее значение целиком определяется только значением температуры на границе слоя, т. е. при $\tau = 0$, и, следовательно, не зависит от характера температурного поля в слое. В то же время значение производной $dT(\tau)/d\tau$ на границе слоя полностью определяется видом температурной функции $T(\tau)$.

Учитывая изложенное, выражение (5-46) можно представить как

$$\frac{I_0(T_{зл})}{I_0(T_с)} = 1 - \frac{4}{3}\left(\frac{1}{\varepsilon_{зл}} - \frac{1}{2}\right)D\frac{d}{d\tau}[T(\tau)]_{\tau=0}, \quad (5\text{-}47)$$

где коэффициент $D = \dfrac{F(T)|_{\tau=0}}{I_0(T_с)}$ не зависит от характера температурного поля в слое.

Учитывая (5-39), перепишем выражение (5-47) в виде

$$b = \left\{1 - \frac{4}{3}D\left(\frac{1}{\varepsilon_{зл}} - \frac{1}{2}\right)\frac{d}{d\tau}[T(\tau)]_{\tau=0}\right\}\frac{I_0(T_с)}{I_0(T_ф)}. \quad (5\text{-}48)$$

Из (5-48) видно, что характеристика температурного скачка b на границе слоя зависит от степени черноты загрязненной стенки $\varepsilon_{зл}$ и характера температурного поля в слое топочной среды, который определяется величинами $\frac{d}{d\tau}[T(\tau)]_{\tau=0}$ и $I_0(T_c)/I_0(T_ф)$.

Перепишем выражение (5-39) в виде

$$b = \frac{I_0(T_{зл})}{I_0(T_c)} \frac{I_0(T_c)}{I_0(T_ф)} = b^* b^{**}. \qquad (5\text{-}49)$$

Из выражения (5-49) следует, что *характеристику температурного скачка* b можно представить в виде произведения двух сомножителей. Один из них $b^* = I_0(T_{зл})/I_0(T_c)$ является параметром, характеризующим *собственно величину скачка температуры* на границе факел—стенка. Будем называть его *параметром температурного скачка*. В соответствии с (5-47) можем написать

$$b^* = 1 - \frac{4}{3} D\left(\frac{1}{\varepsilon_{зл}} - \frac{1}{2}\right) \frac{d}{d\tau}[T(\tau)]_{\tau=0}.$$

Другой сомножитель в (5-49) $b^{**} = I_0(T_c)/I_0(T_ф)$ представляет собой *параметр неизотермичности* собственно слоя среды. Чем больше отличается от единицы значение b^{**}, тем более неизотермичным является слой топочной среды.

В зависимости от численного значения параметра b^* могут осуществляться различные режимы радиационного теплообмена на границе факел—стенка. Рассмотрим два предельных режима теплообмена, соответствующие крайним предельным значениям параметра b^*.

Режим минимально загрязненной стенки характеризуется значением $b^* \ll 1$. При этом характеристика температурного скачка $b \ll 1$ и в соответствии с (5-42) $\psi \approx \varepsilon_{зл}$. Действительно, ввиду того что в данных условиях $T_{зл} \ll T_c$, собственным излучением экрана можно пренебречь и, следовательно, $q_{ст.\,эф} = q_{ст.\,отр} = (1 - \varepsilon_{зл}) q_{пад}$. При этом, как и следовало ожидать, $\psi = 1 - q_{ст.\,эф}/q_{пад} \approx \varepsilon_{зл}$. В рассматриваемых условиях $\varepsilon_{зл} \approx \varepsilon_{ст}$, где $\varepsilon_{ст}$ — степень черноты металлической поверхности экранных труб. Предельному условию $b^* = 0$ соответствуют абсолютно чистые экранные поверхности, для которых можно принять $T_{зл} = 0$.

Режим максимально загрязненной стенки характеризуется значением параметра $b^* = 1$. При этом $b = b^{**} = I_0(T_c)/I_0(T_ф)$ и в соответствии с (5-42) КТЭ экранов

$$\psi = \frac{\varepsilon_ф \varepsilon_{зл}}{\varepsilon_ф + (1 - \varepsilon_ф)\varepsilon_{зл} \frac{I_0(T_c)}{I_0(T_ф)}} \left[1 - \frac{I_0(T_c)}{I_0(T_ф)}\right]. \qquad (5\text{-}50)$$

Рассматриваемым условиям соответствует максимально высокое значение температуры стенки $T_{зл} = T_c$, отвечающее отсутствию температурного скачка на границе факел—стенка. КТЭ экранов при этом сильно зависит от характера температурного поля в слое.

Он уменьшается по мере снижения неизотермичности слоя. В пределе для изотермического слоя, когда $T_с = T_ф$, $\psi = 0$. Этим условиям, естественно, соответствует адиабатная стенка, т. е. бесконечно высокое значение теплового сопротивления загрязнений.

Все реальные режимы теплообмена заключены между рассмотренными двумя предельными режимами и характеризуются значениями параметра b^*, ограниченными пределами $0 < b^* < 1$. Таким образом, параметр b^* может рассматриваться как характеристика режима теплообмена в топочной камере.

Определяемое формулой (5-50) значение ψ при $b^* = 1$ обозначим через ψ^*. Запишем выражение, связывающее величину ψ при произвольном значении b^* со значением ψ^* при $b^* = 1$:

$$\psi = \frac{(\varepsilon_{зл} + b^*\varepsilon_ф - \varepsilon_{зл}\varepsilon_ф)\,\psi^* + (1 - b^*)\,\varepsilon_{зл}\varepsilon_ф}{(1 + \varepsilon_ф)\,[b^*\varepsilon_{зл} + (1 - b^*)\,\psi^*] + \varepsilon_ф}. \qquad (5\text{-}51)$$

Из формулы (5-51) вытекает ряд важных выводов, связанных с влиянием температурного скачка на режим теплообмена в топке. Рассмотрим два таких принципиально важных вывода.

Первый касается условий, при которых осуществляется режим максимально загрязненной стенки, когда $\psi \approx \psi^*$. Из выражения (5-51) следует, что такой режим теплообмена может реализоваться в двух случаях: во-первых, при $b^* = 1$, т. е. при отсутствии температурного скачка; во-вторых, при $\tau_ф \gg 1$, т. е. для оптически толстого слоя при условии, что $\psi^* \approx \varepsilon_{зл}$. Интересно, что условие $\psi \approx \psi^*$ для оптически толстого слоя реализуется даже при наличии температурного скачка на стенке, т. е. при любых, отличных от единицы значениях b^*. Попутно заметим, что при $\tau_ф \gg 1$ эффективная степень черноты $\varepsilon_ф = 1 - \exp(-2\tau_ф) \approx 1$ и $\psi = b^*\psi^* + (1 - b^*)\,\varepsilon_{зл}$. Отсюда следует, что при $\psi^* \approx \varepsilon_{зл}$ также имеем $\psi \approx \varepsilon_{зл}$. Таким образом, температурный скачок на стенке по-разному сказывается на величине ψ в зависимости от значения ψ^*. Чем выше ψ^*, тем менее существенными становятся различия между величинами ψ и ψ^*.

Второй вывод, вытекающий из (5-51) и показывающий достаточно высокую общность этой зависимости, сводится к тому, что лишь при учете скачка температуры на стенке представляется возможным получить соответствующие реальным условиям значения ψ даже для изотермического слоя. Действительно, из (5-42) и (5-49) следует вывод о том, что для изотермического слоя при отсутствии температурного скачка на границе ($T_{зл} = T_с = T_ф$; $b^{**} = 1$; $b^* = 1$) коэффициент тепловой эффективности экранов $\psi = 0$, что соответствует условиям адиабатной стенки ($q_{ст.\,рез} = 0$). В то же время для такого же изотермического слоя, но при наличии температурного скачка на границе ($T_{зл} \neq T_с = T_ф$; $b^{**} = 1$; $b^* \neq 1$) расчеты по (5-42) и (5-49) приводят к реальным значениям $\psi \neq 0$, что соответствует реальным условиям работы тепловоспринимающих поверхностей нагрева ($q_{ст.\,рез} \neq 0$).

Приведенные выше формулы определяют спектральные значения b^* и b^{**}. Для излучения в полном спектре $b^* = (T_{зл}/T_с)^4$ и

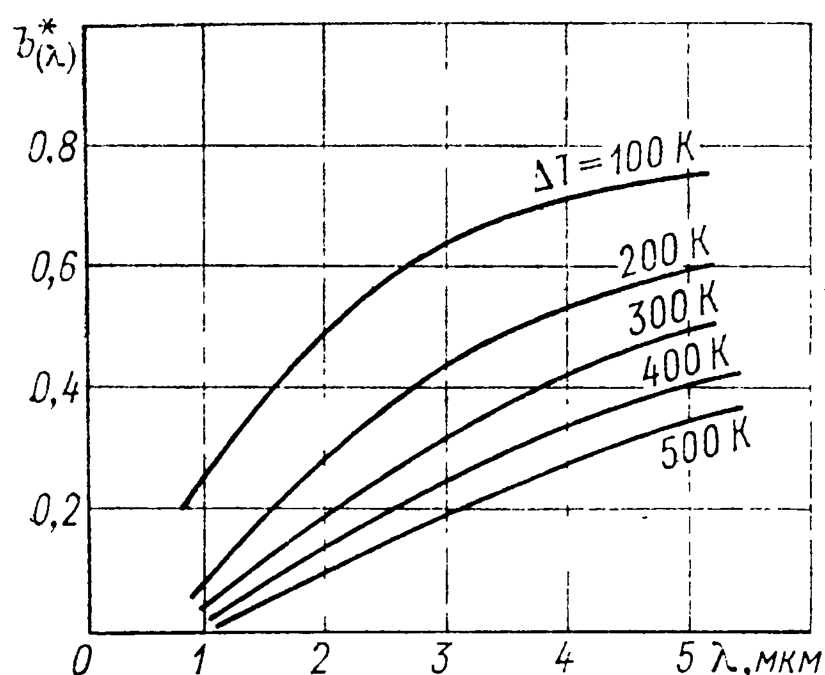


Рис. 5-7. Спектральный параметр температурного скачка $b^*(\lambda)$ при $T_{зл} = 1000$ К

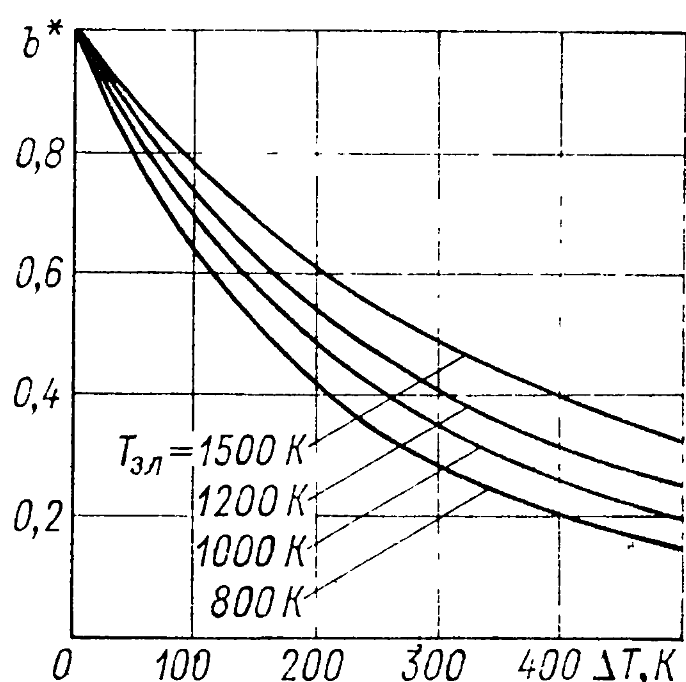


Рис. 5-8. Интегральный параметр температурного скачка b^* в зависимости от ΔT и $T_{зл}$

$b^{**} = (T_с/T_ф)^4$. На рис. 5-7 показано, как изменяется параметр $b^*(\lambda)$ в зависимости от длины волны излучения λ при различных значениях температурного скачка на границе факел—стенка $\Delta T = T_с - T_{зл}$ и постоянной температуре $T_{зл} = 1000$ К. Как видно из рисунка, спектральный параметр $b^*(\lambda)$ увеличивается с ростом длины волны излучения. При этом более низким значениям ΔT соответствуют более высокие значения $b^*(\lambda)$. С повышением температуры поверхности слоя загрязнений $T_{зл}$ параметр $b^*(\lambda)$ увеличивается. Уменьшение $b^*(\lambda)$ в сторону коротковолновой части спектра говорит о том, что в этой спектральной области при достаточно высоких значениях ΔT величина ψ по значению должна быть близка к $\varepsilon_{зл}$ и влияние золовых отложений на экранных трубах невелико. Указанным температурным условиям соответствуют достаточно высокие абсолютные значения b^* в полном спектре, особенно при высоких $T_{зл}$.

Значения параметра b^* в полном спектре приведены на рис. 5-8 в зависимости от величин ΔT и $T_{зл}$. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что с увеличением температурного скачка ΔT уменьшаются как спектральные, так и интегральные значения параметра b^*. Обратное влияние оказывает увеличение температурного уровня загрязнений. С увеличением $T_{зл}$ спектральные и интегральные значения b^* увеличиваются. Что же касается влияния на КТЭ степени черноты золовых отложений на трубах $\varepsilon_{зл}$, следует заметить, что при заданном температурном поле в слое величина ψ увеличивается с увеличением $\varepsilon_{зл}$. При этом характер зависимости ψ от $\varepsilon_{зл}$ близок к линейному в широком интервале значений оптической толщины слоя $\tau_ф$.

В условиях минимального загрязнения тепловоспринимающих поверхностей, когда температура поверхности эксплуатационно чистых экранов мала по сравнению с температурой факела, собственное излучение экрана мало́ и поток его эффективного излучения в основном определяется отражением от экранных поверхно-

стей потока падающего излучения. При этом, как и следовало ожидать, $\psi \approx \varepsilon_{зл}$. С возрастанием температуры загрязненной стенки КТЭ экранов, естественно, уменьшается, особенно при высоких значениях $\tau_ф$.

5-5. ЭФФЕКТИВНАЯ СТЕПЕНЬ ЧЕРНОТЫ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ПЛОСКОГО СЛОЯ С ОТРАЖАЮЩИМИ И ИЗЛУЧАЮЩИМИ СТЕНКАМИ

Воспользовавшись понятием об эффективной температуре $T_ф$, несложно определить [57] спектральную эффективную степень черноты неизотермического плоского слоя топочной среды с отражающими и излучающими стенками:

$$\varepsilon = I_{пад}/I_0(T_ф).$$

Подставив сюда значение $I_{пад}$ из (5-29) и определив предварительно величину $T_ф$ по (5-34), можем написать [57]

$$\varepsilon = \frac{1}{1-(1-\varepsilon_{зл})e^{-2\tau_ф}}\left[1-e^{-2\tau_ф}+\varepsilon_{зл}\frac{I_0(T_{зл})}{I_0(T_ф)}e^{-2\tau_ф}\right]. \qquad (5\text{-}52)$$

Для расчетов по этой формуле необходимо знать величины $\varepsilon_{зл}$, $T_{зл}$ и $\tau_ф$ и располагать данными о температурном поле в рассматриваемом слое топочной среды.

Для полусферического излучения величина $I_{пад}$ определяется по формуле (5-27) при $\mu = 0{,}5$, т. е. исходя из условия полной диффузности излучения. Для излучения в нормальном направлении величина $I'_{пад}$ может быть также определена по формуле (5-27), но при значении $\mu = 1$, т. е. для направления, составляющего угол $\theta = \arccos\mu = 0$ по отношению к нормали к слою. Таким образом,

$$I'_{пад} = \frac{1}{1-(1-\varepsilon_{зл})e^{-\tau_ф}}\left\{\varepsilon_{зл}I_0(T_{зл})e^{-\tau_ф}+\int_0^{\tau_ф}I_0[T(\tau)]e^{-(\tau_ф-\tau)}d\tau\right\}. \qquad (5\text{-}53)$$

Степень черноты слоя при излучении в нормальном направлении будет при этом равна

$$\varepsilon' = \frac{1}{1-(1-\varepsilon_{зл})e^{-\tau_ф}}\left[1-e^{-\tau_ф}+\varepsilon_{зл}\frac{I_0(T_{зл})}{I_0(T_ф)}e^{-\tau_ф}\right]. \qquad (5\text{-}54)$$

Формулы (5-52) и (5-54) различаются между собой тем, что в первой (для полусферической степени черноты) экспоненциальный сомножитель входит везде в степени 2 $\tau_ф$, а во второй (для степени черноты в нормальном направлении) — в степени $\tau_ф$.

Слой среды, ограниченный излучающими и отражающими стенками, имитирует по своему физическому существу слой топочной среды, ограниченный загрязненными поверхностями экранов. Таким образом, формулы (5-52) и (5-54) можно рассматривать как формулы для определения локальных значений степеней черноты топки—полусферической и в нормальном направлении. Естественно, что входящие в эти формулы величины $T_ф$ должны отражать соответствующие реальным условиям температурные поля слоя в различных сечениях по высоте топки. Для излучения в нормальном направлении эффективная температура слоя $T_ф$ определяется из равенства [41, 9]

$$I_0(T_ф) = \frac{1}{1-e^{-\tau_ф}}\int_0^{\tau_ф}I_0[T(\tau)]e^{-(\tau_ф-\tau)}d\tau. \qquad (5\text{-}55)$$

Формулы (5-52) и (5-54) определяют полусферическую и в нормальном направлении степени черноты слоя, ограниченного отражающими и излучающими стенками, т. е. системы среда—стенка. При отсутствии стенок указанные формулы переходят в формулы для степеней черноты собственно слоя. Действительно, если принять ограничивающие поверхности абсолютно черными и холодными ($\varepsilon_{зл} = 1$ и $T_{зл} = 0$), можем на основании (5-52) и (5-54) написать

$$\varepsilon_ф = 1 - e^{-2\tau_ф} \quad и \quad \varepsilon'_ф = 1 - e^{-\tau_ф}.$$

Полученные формулы определяют, таким образом, эффективные степени черноты собственно неизотермического слоя — полусферическую $\varepsilon_ф$ и в нормальном направлении $\varepsilon'_ф$.

5-6. ВЛИЯНИЕ РАССЕЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА УСЛОВИЯ ТЕПЛООБМЕНА В ТОПКАХ

Влияние эффекта рассеяния на условия теплообмена в топках определяется двумя следующими обстоятельствами. Первое из них связано с зависимостью поглощательной способности и степени черноты факела от характеристик рассеяния топочной среды (β, Sc, γ). В работах В. Н. Адрианова [3], К. С. Адзерихо [2], Р. Висканты [91, 92] и многих других исследователей убедительно показано, что при постоянной оптической толщине слоя по поглощению увеличение коэффициента рассеяния всегда приводит к снижению поглощательной способности и степени черноты факела, а следовательно, к ухудшению теплообмена в топке. Физически это объясняется тем, что с ростом коэффициента рассеяния увеличение вероятности выживания квантов энергии приводит к увеличению длины свободного пробега и соответствующему снижению поглощательной способности слоя. Связанное с этим ухудшение теплообмена на границах влечет за собой возрастание неоднородности температурного поля в поперечных сечениях топки. Второе обстоятельство связано с перераспределением потоков излучения, падающих на различные объемные и поверхностные зоны топки, которое вследствие неоднородности радиационных характеристик зон обычно вызывает соответствующее снижение теплопоглощения.

Неучет влияния рассеяния при расчете теплообмена в топках приводит к завышению расчетного значения теплопоглощения и соответствующему занижению температуры газов на выходе из топки. Тем более недопустим расчет по значению оптической толщины слоя по ослаблению. В расчетной формуле для определения степени черноты факела необходимо учитывать как коэффициент поглощения, так и коэффициент рассеяния топочной среды. Обычно это — коэффициенты поглощения и рассеяния твердой дисперсной фазы факела, представленной в виде частиц золы, кокса и сажи. Влияние эффекта рассеяния возрастает с увеличением размера частиц.

Во второй главе в общем плане был рассмотрен вопрос о влиянии эффекта рассеяния на перенос энергии излучения для изотермического слоя среды. В свете изложенного представляется интересным рассмотреть, в какой мере это влияние может отразиться на основных характеристиках теплообмена в топках, учитывающих неоднородность температурного поля топочного объема.

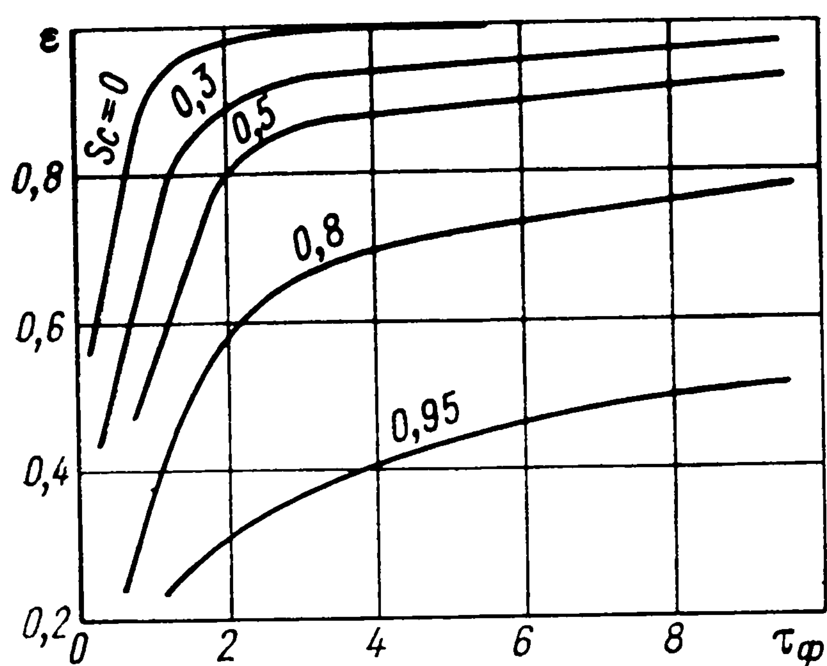


Рис. 5-9. Зависимость степени черноты рассеивающего слоя ε от $\tau_ф$ и Sc при $\varepsilon_{зл} = 0{,}8$; $T_ц = 2000$ K; $T_ц/T_с = 2$ и $\lambda = 2{,}5$ мкм

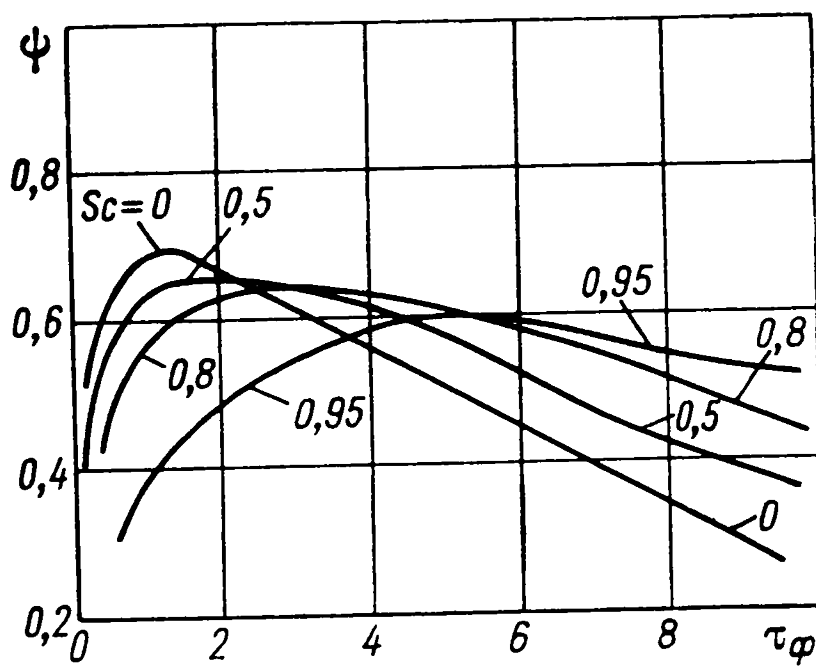


Рис. 5-10. Зависимость коэффициента тепловой эффективности ψ от $\tau_ф$ и Sc при $\varepsilon_{зл} = 0{,}8$; $T_ц = 2000$ K; $T_ц/T_с = 2$ и $\lambda = 2{,}5$ мкм

На рис. 5-9 и 5-10 приведены данные В. П. Трофимова и К. С. Адзерихо, показывающие влияние рассеяния на эффективную полусферическую степень черноты неизотермического слоя среды с отражающими и излучающими стенками, а также на коэффициент тепловой эффективности экранов. Для описания температурного поля принят температурный профиль Шлихтинга с температурой в центре слоя $T_ц$.

На рис. 5-9 показана зависимость степени черноты слоя ε от оптической толщины слоя $\tau_ф$ и критерия Шустера Sc. Видно, что для всех значений $\tau_ф$ увеличение критерия Sc приводит к существенному снижению степени черноты слоя ε. Так, при значении $\tau_ф = 1$ величина ε снижается примерно на 40 % при переходе от нерассеивающей (Sc = 0) к рассеивающей среде с характерным для частиц золы и кокса значением критерия Sc = 0,5.

Несколько иначе сказывается изменение критерия Sc на коэффициенте тепловой эффективности экранов. Как видно из рис. 5-10, в области значений $\tau_ф \leqslant 2$ увеличение Sc приводит к снижению ψ, в то время как в области более высоких значений ($\tau_ф \geqslant 6$) имеет место противоположная зависимость ψ от Sc. Область значений $\tau_ф$, в которой увеличение Sc приводит к снижению ψ, является характерной для условий сжигания угольной пыли.

Спектральная структура коэффициента тепловой эффективности экранов $\psi(\lambda)$ характеризуется существенной неравномерностью. Селективные свойства слоя загрязнений определяются спектральными особенностями излучения топочной среды и загрязненных стенок экранных труб.

О влиянии рассеяния на суммарный теплообмен в топке можно судить по данным работы [46]. Расчеты, выполненные для топочной камеры котла БКЗ-320-140 ПТ, показали, что при постоянном значении коэффициента поглощения увеличение критерия Sc от 0 до 0,5 приводит для изотропного рассеяния к повышению температуры газов на выходе из топки примерно на 60 K, а при уве-

личении Sc до 0,9 — почти на 140 К. Одновременно увеличивается неизотермичность факела в поперечных сечениях топочной камеры главным образом за счет возрастания температуры центральных слоев потока топочных газов $T_ц$, особенно в нижней части топки.

Вследствие как бы экранирующего влияния эффекта рассеяния переход от нерассеивающей среды (Sc = 0) к реальной поглощающей и рассеивающей среде (Sc = 0,5) приводит к снижению поверхностной плотности падающего потока примерно на 20 % и плотности теплопоглощения примерно на 10 %. При этом температура поверхности золовых отложений на экранных трубах уменьшается, а развертка температуры газов на выходе из топки увеличивается.

Приведенные результаты были получены [46] в предположении об изотропности рассеяния во всех зонах топочной камеры. В то же время, как уже отмечалось выше, для частиц золы и кокса в пылеугольном пламени характерным является анизотропное рассеяние преимущественно в направлении распространения падающего излучения. В этих условиях, т. е. при учете в расчетах анизотропии рассеяния, показатели теплообмена изменяются в значительно меньшей степени, чем в случае изотропного рассеяния при одинаковых значениях Sc. Влияние анизотропии рассеяния уменьшается по мере увеличения доли дифрагированного излучения.

Учитывая, что рассеянное частицами излучение состоит из изотропной и дифрагированной составляющих, можно ввести в рассмотрение понятие о критерии Sc для изотропного излучения: $Sc_{из} = \beta_{из}/(\alpha + \beta_{из})$. Поскольку при значительном рассеянии вперед дифрагированное излучение входит в проходящее, доля дифрагированно-рассеянного излучения при $Sc_{из}$ = idem и α = = idem не влияет на показатели теплообмена в топке.

В применяемых на практике методах расчета теплообмена в топках влияние эффекта рассеяния непосредственно не учитывается. Однако это влияние может быть учтено косвенно путем некоторого снижения значений коэффициентов поглощения среды. Особенно это удобно при расчетах обобщенных угловых коэффициентов для объемных и поверхностных зон топочной камеры. Как было показано в работе [46], хорошие результаты могут быть получены, если вместо действительного значения коэффициента поглощения α использовать в расчетах его модифицированное значение $\alpha' = \alpha\,[2{,}8\,(Sc_{из})^2 - 2{,}5Sc_{из} + 1]$. Даже при таком косвенном учете влияния эффекта рассеяния в инженерных методах расчета представляется возможным более правильно определить температуру газов на выходе из топки, чем при расчетах без учета рассеяния.

5-7. ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ТОПКИ

Большое влияние на формирование температурного поля топки оказывают аэродинамические условия движения топочных газов, вид топлива и режимные условия сжигания. Важную роль при этом

играет организация корня факела, связанная с конструкцией и компоновкой горелочных устройств.

В нормативном методе теплового расчета котельных агрегатов [56] влияние на теплообмен температурного поля топки учитывается соответствующим выбором эмпирического коэффициента M в методике ЦКТИ или введением условной эффективной температуры топочной среды $T_ф$ в методике ВТИ—ЭНИНа. При этом речь идет в основном об изменении температуры факела по высоте топочной камеры.

Выше была рассмотрена зависимость для определения эффективной температуры факела, предложенная Г. Л. Поляком и С. Н. Шориным [44]. Эта зависимость связывает величину $\Theta_ф$ с соотношением между температурой газов на выходе из топки $T_т''$ и адиабатной температурой горения $T_а$. Входящие в зависимость эмпирические коэффициенты m и n устанавливаются из опыта.

Рассматривая вопрос о температурном поле топки, необходимо иметь в виду изменение температуры как по высоте, так и в поперечном сечении топочной камеры. Эти поля, естественно, находятся во взаимодействии и образуют единое объемное температурное поле топки. Для упрощения анализа рассмотрим раздельно указанные температурные поля и их влияние на условия теплообмена.

Изменение температуры по высоте топочной камеры в основном определяется соотношением между тепловыделением при сгорании топлива и теплоотдачей от факела к тепловоспринимающим поверхностям нагрева. В корне факела, т. е. в зоне активного горения (зона максимального тепловыделения), интенсивность тепловыделения превышает интенсивность теплоотдачи от факела. В результате температура топочных газов повышается от начального до некоторого максимального значения. Далее, по мере снижения интенсивности тепловыделения превалирующей становится теплоотдача от факела. Температура газов постепенно уменьшается в направлении к выходному окну топочной камеры. Таким образом, в корне факела происходит быстрый подъем температуры газов, обусловленный интенсивным тепловыделением при сгорании топлива, а в зонах догорания — постепенный спад, вызванный теплоотдачей обедненной горючей смеси.

Такой характер изменения температуры факела по высоте топочной камеры X описывается предложенной в работе [17] зависимостью вида

$$\Theta(X) = \frac{T(X) - T(0)}{T_а} = D\left(e^{-\alpha X} - e^{-\beta X}\right).$$

В соответствии с работой [72] в этой зависимости можно принять $D = \alpha/(\beta - \alpha)$. Таким образом,

$$\Theta(X) = \frac{\alpha}{\beta - \alpha}\left[\exp(-\alpha X) - \exp(-\beta X)\right]. \qquad (5\text{-}56)$$

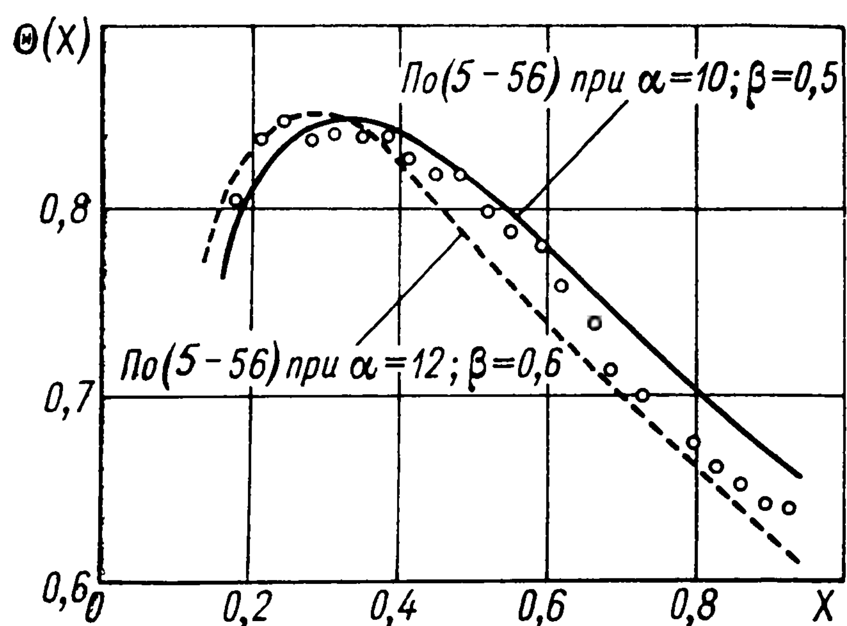


Рис. 5-11. Распределение температуры газов Θ (X) по высоте топочной камеры котла ТПП-804 при сжигании экибастузского угля

Величина X выражается в долях высоты топочной камеры и может изменяться от 0 до 1. При этом T (0) — начальный температурный уровень процесса, а T (1) — температура газов на выходе из топки.

Как показывает сопоставление с имеющимися опытными данными, зависимость (5-56) хорошо описывает все многообразие температурных полей, встречающихся в топках котлоагрегатов.

На рис. 5-11 приведены данные о распределениях температуры газов Θ (X) при двух значениях α и β. Светлыми точками показаны результаты расчетов, выполненных С. Л. Шагаловой с помощью позонного метода [56] с учетом степени выгорания топлива по высоте топки при сжигании экибастузского угля в топочной камере котлоагрегата ТПП-804 блока 800 МВт. Как видно из рисунка, результаты расчета по формуле (5-56) хорошо согласуются с данными, полученными с помощью позонного метода.

Параметры α и β в выражении (5-56) связаны с условиями горения и теплообмена в топке. Параметр α характеризует интенсивность тепловыделения при выгорании топлива, а параметр β — интенсивность теплоотдачи от факела к тепловоспринимающим поверхностям нагрева.

Для заданных численных значений β средняя эффективная температура факела $T_ф$ оказывается при этом пропорциональной адиабатной температуре $T_а$, что на основании (5-17) соответствует значению показателя температурного режима топки $n = 0$.

При заданных условиях горения средняя эффективная температура факела зависит от нагрузки топки, определяемой значением критерия Больцмана Bo. В этой связи задание определенных условий горения топлива исключает необходимость введения в качестве самостоятельного параметра при расчетах теплообмена в топках средней эффективной температуры пламени. В то же время изменение условий горения топлива в определенной мере может быть учтено путем введения в расчет параметра температурного поля топки, как это делается в методике расчета ЦКТИ [56].

Расчеты показывают, что в зависимости от величины X_m соотношение между температурой газов на выходе из топки Θ (1) и средней температурой $\overline{\Theta}$ может изменяться в широких пределах. Условиям быстрого сгорания топлива (малые нагрузки) отвечают сравнительно низкие значения X_m. Повышение X_m (затяжка горения, рост нагрузки) обычно приводит к сближению этих температур.

В расчетах теплообмена излучением часто используется средняя геометрическая температура топочной среды

$$T_г = \sqrt{T_а T(1)}.$$

Соотношение между величиной $T_г$ и средней эффективной температурой $T_ф$, определенной по формуле (5-17), зависит от значения множителя подобия температурных полей m. При $n = 0,5$

$$T_г = \frac{1}{m} T_ф.$$

Ввиду того что множитель m для различных режимов работы топки изменяется сравнительно мало, можно считать, что в рассматриваемых условиях средняя эффективная температура $T_ф$ пропорциональна средней геометрической температуре $T_г$. Такое соотношение является характерным для пылеугольных топок. Для газомазутных топок множитель подобия температурных полей m несколько изменяется в зависимости от коэффициента избытка воздуха в связи с изменением соотношения между объемами светящейся и несветящейся частей факела.

При рассмотрении вопроса о температурном поле по высоте топки предполагалось, что в поперечном сечении топочной камеры поля температур являются однородными. В то же время имеющиеся опытные данные говорят о существенной неизотермичности топочной среды в нормальном к экранам направлении. В отличие от температурного поля по высоте топки характерной особенностью температурных полей в поперечном сечении топочной камеры при налаженных режимах работы агрегатов является их осесимметричность при максимальных значениях температуры в центре топки. Большое влияние на формирование этих температурных полей оказывают аэродинамические условия движения топочных газов в корневых зонах факела и условия теплообмена со стенкой, особенно в средних и хвостовых зонах топки.

Характер температурного поля в поперечном сечении топочной камеры сильно влияет на условия теплообмена между факелом и экранными поверхностями нагрева. В работах Международного комитета по исследованию пламени в Эймейдене было показано, что при высокой степени неизотермичности более холодные пристенные слои топочных газов, имеющие к тому же повышенную поглощательную способность, могут экранировать излучение центральных, более горячих зон факела, что в итоге приводит к снижению плотности потока излучения, падающего на экраны. При этом увеличение степени черноты факела может привести даже не к увеличению, а к снижению интенсивности теплообмена в топке.

В различных инженерных методах расчета часто используется средняя эффективная температура факела. В этой связи самостоятельный интерес представляет вопрос о влиянии на эффективную температуру характера температурного поля в слое топочной среды. Условие осреднения температуры слоя было приведено ранее. Оно определяется зависимостью (5-34). В соответствии с этой зависимостью под эффективной температурой реального неизотермиче-

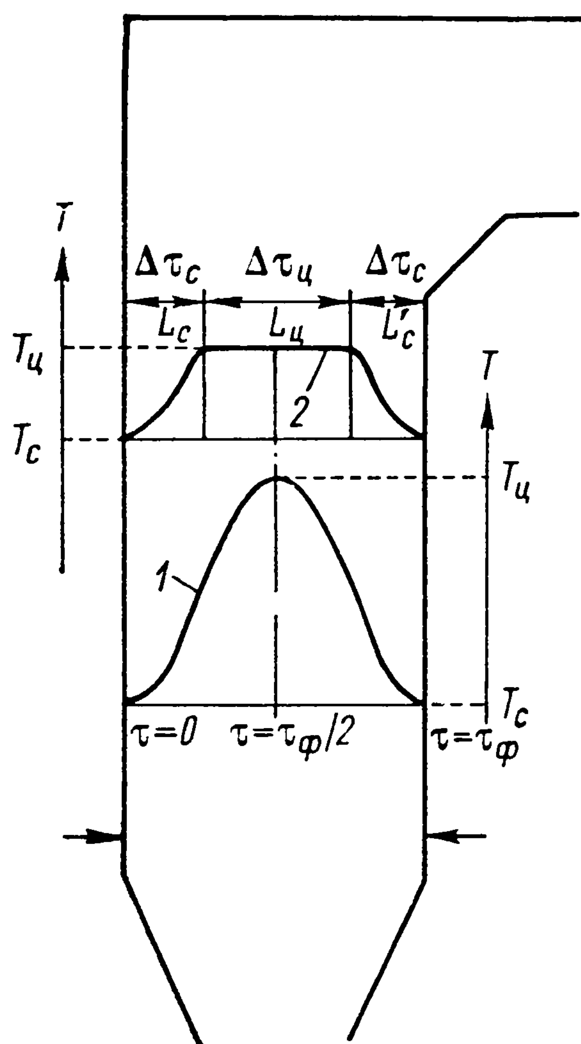


Рис. 5-12. Схема температурного поля в поперечном сечении топочной камеры

ского слоя понимается такая температура $T_ф$ гипотетического изотермического слоя, при которой его спектральная интенсивность излучения становится равной спектральной интенсивности излучения реального неизотермического слоя.

Для неизотермического слоя серой среды можно на основании (5-34) написать

$$T_ф^4 = \frac{2}{1 - e^{-2\tau_ф}} \int_0^{\tau_ф} T^4(\tau) e^{-2(\tau_ф - \tau)} d\tau.$$

В этом случае для определения эффективной температуры необходимо проводить осреднение по четвертым степеням температуры газов в слое.

Учитывая селективный характер излучения пламени, удобно использовать при расчетах [9] приведенную температуру $\vartheta = \lambda T$, выраженную в метр-кельвинах. Путем соответствующего выбора λ и T значениями ϑ можно охватить все существенные для теплообмена в топках области температуры среды и длин волн излучения.

Вводя безразмерный параметр

$$A = \frac{2}{1 - e^{-2\tau_ф}} \int_0^{\tau_ф} \frac{e^{-2(\tau_ф - \tau)}}{e^{c_2 [\lambda T(\tau)]} - 1} d\tau,$$

можем написать

$$\vartheta_ф = \lambda T_ф = \frac{c_2}{\ln\left(1 + \frac{1}{A}\right)},$$

где $c_2 = hc/k = 14{,}387 \cdot 10^{-3}$ м·К — вторая константа излучения абсолютно черного тела.

Заметим, что введением приведенной температуры ϑ исключается из рассмотрения в качестве самостоятельного параметра длина волны излучения λ. Это создает большие удобства при расчетах и обработке опытных данных, особенно если учитывать, что измерения обычно проводятся в различных спектральных интервалах.

В соответствии с работой [9] рассмотрим два типа распределений температуры топочных газов, характерные для топок мощных котлоагрегатов: температурное распределение с центральной высокотемпературной изотермической зоной и температурное распределение Шлихтинга. На рис. 5-12 эти распределения показаны кривыми *1* и *2* соответственно для профиля Шлихтинга и для профиля с изотермическим температурным ядром ($\Delta\tau_ц \neq 0$). Здесь же показаны пристенные градиентные зоны $\Delta\tau_с$.

В зависимости от теплового напряжения сечения топки q_F температурный профиль Шлихтинга, характерный для установившегося турбулентного потока, формируется на различных расстояниях от зоны активного горения. Чем выше q_F, тем выше турбулентность потока топочных газов и тем на

меньшей длине пути факела устанавливается температурный профиль Шлихтинга. В зонах, расположенных ближе к выходному окну топки, особенно при размещении в них сопл рециркуляции, характерным является температурный профиль с изотермическим ядром. Градиентная часть этого профиля ($\Delta\tau_c$) в основном определяется условиями теплообмена с экранами, а изотермическая ($\Delta\tau_ц$) — условиями перемешивания топочных газов. В зависимости от конструкции агрегата, типа и условий компоновки горелочных устройств и вида топлива оптическая толщина центрального изотермического ядра $\Delta\tau_ц$ может изменяться в широких пределах. Она существенно изменяется также по высоте топочной камеры.

Характер температурного профиля Шлихтинга описывается зависимостью

$$\vartheta(\tau) = \vartheta_c + (\vartheta_ц - \vartheta_c)\left(1 - \left|1 - \frac{2\tau}{\tau_ф}\right|^{1,5}\right)^{1,6},$$

а характер профиля с изотермическим высокотемпературным ядром — зависимостью

$$\vartheta(\tau) = \vartheta_c + b(\vartheta_ц - \vartheta_c)\frac{\tau^2(\tau_ф - \tau)}{\tau_c}.$$

В зависимости от оптической толщины слоя $\tau_ф$ и вида температурного профиля (размера изотермического ядра $\Delta\tau_ц$ и температур $\vartheta_ц$ и ϑ_c) величина $\vartheta_ф$ может изменяться в очень широких пределах. Как для температурного профиля Шлихтинга, так и для профилей с изотермическим ядром при $\Delta\tau_ц \leqslant \leqslant 0{,}5\tau_ф$ для определения приведенной эффективной температуры предлагается [41, 9] формула В. П. Трофимова

$$\vartheta_ф = \vartheta_c\left[1 + 0{,}19(\vartheta_ц/\vartheta_c)^2 e^{-0{,}19\tau_ф}\right],$$

непосредственно связывающая $\vartheta_ф$ с величинами ϑ_c и $\vartheta_ц$. Для слоя с большой оптической толщиной ($\tau_ф \gg 1$), как и следовало ожидать, получаем $\vartheta_ф \approx \vartheta_c$.

Выше уже указывалось, что пристенный слой с пониженной температурой существенно ослабляет излучение, выходящее из центральной зоны. В этих условиях при достаточно высоких значениях $\tau_ф$ может возникнуть «запирание» излучения, когда изменение температуры центральной зоны перестает влиять на величину $\vartheta_ф$. При этом, как уже отмечалось выше, $\vartheta_ф \approx \approx \vartheta_c$. Значение оптической толщины слоя $\tau_ф$, при которой происходит «запирание» излучения, в основном зависит от размера $\Delta\tau_ц$ центрального изотермического ядра.

Интересно сопоставить величину $\vartheta_ф$ с приведенной средней геометрической температурой $\overline{\vartheta}_г = \lambda T_г = \lambda\sqrt{T_ц T_c}$.

Расчеты показывают, что соотношение между величинами $\vartheta_ф$ и $\overline{\vartheta}_г$ сильно зависит от оптической толщины $\tau_ф$ и степени неизотермичности слоя $\vartheta_ц/\vartheta_c$. В области оптических толщин $\tau_ф < 5$ обычно $\vartheta_ф > \overline{\vartheta}_г$. При этом расхождения между величинами $\vartheta_ф$ и $\vartheta_г$ заметно увеличиваются с увеличением степени неизотермичности слоя $\vartheta_ц/\vartheta_c$. Для значений $\vartheta_ц/\vartheta_c = 3$ и $\vartheta_ц = = 10^{-3}$ м·К они могут доходить до 50 %.

В области больших оптических толщин ($\tau_ф > 10$) обычно $\vartheta_ф < \overline{\vartheta}_г$ и расхождения между этими величинами уменьшаются с увеличением неизотермичности слоя.

Заметим в заключение, что использование в расчетах средней геометрической температуры $T_г$ обычно приводит к удовлетворительным результатам, даже при сравнительно небольшой неоднородности температурного поля, лишь для серого газа и то при условии высокой степени черноты стенок ($\varepsilon_{зл} \geqslant 0{,}9$).

Интересный анализ влияния на теплообмен характера температурного поля в слое был проведен И. Р. Микком [35]. Этот анализ

основывается на разложении функции собственного излучения в ряд Тейлора по направлению луча с последующим интегрированием полученного ряда. Температурное поле при этом предполагается известным. Установленная И. Р. Микком формула для определения эффективной температуры учитывает влияние на эту температуру особенностей температурного поля в слое. Результаты расчетов по этой формуле хорошо согласуются с результатами расчетов [41, 9], особенно для длинноволновой части спектра. Здесь расхождения между результатами расчетов не превышают 2—3 % для оптических толщин слоя от 1 до 10. Несколько бо́льшие расхождения наблюдаются в коротковолновой части спектра.

5-8. ДИАГНОСТИКА ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В СЛОЕ ГАЗООБРАЗНЫХ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

В предыдущих параграфах было рассмотрено влияние температурного профиля слоя на спектральную интенсивность выходящего из него излучения. Естественно, возникает и обратная задача — восстановление температурного профиля по данным измерений спектральной интенсивности излучения. Решение этой задачи получило в последние годы достаточно хорошее обоснование и экспериментальную реализацию [73, 74]. Сравнительный анализ возможностей различных подходов при решении обратной задачи проведен в работе Р. Каттинга и К. Стеварта [66]. Значительные достижения в этой области связаны с известными работами Р. Висканты [73, 74]. Так, в работах П. Хоммерта и Р. Висканты [74], а также П. Хоммерта, Р. Висканты и А. Меллора [73] были показаны возможности использования методов оптимизации для решения задач спектральной инверсии. Было исследовано фоновое влияние задней стенки и была показана возможность использования для спектральных измерений приборов со сравнительно низкой разрешающей способностью. Помимо решения задач, связанных с определением температурного поля в слое, подробно исследованы возможности использования рассматриваемых методов также для определения полей концентраций излучающих компонентов среды.

Определение температурного поля на основании регрессионных зависимостей сводится к установлению связей между искомыми температурами в различных точках по глубине слоя и измеренными значениями спектральной интенсивности падающего излучения. Такой метод развит в работе [11]. Он базируется на данных [71] о спектральной поглощательной способности углекислого газа в фундаментальной полосе поглощения 4,3 мкм. Используется то обстоятельство, что коэффициент поглощения CO_2 претерпевает здесь существенное изменение при переходе от центра полосы к ее крыльям, что создает возможность оптического «зондирования» газового слоя на различную глубину путем проведения измерений спектральной интенсивности падающего излучения как при высоких, так и при низких значениях оптической глубины слоя.

Для измерений была выбрана Р-ветвь указанной полосы поглощения CO_2. Изменение спектрального коэффициента поглощения α_λ^{STP} в этой области спектра показано на рис. 5-13. Выбор для измерений указанной спектральной области обусловлен достаточно широким диапазоном изменения спектрального коэффициента поглощения CO_2, а также тем, что в данной области можно использовать спектральные приборы со сравнительно невысоким разрешением ввиду того, что коэффициент поглощения не претерпевает здесь резких изменений в зависимости от длины волны излучения λ. Существенным является также и то, что в данном спектральном диапазоне другие газы, содержащиеся в факеле, в частности водяной пар, не излучают.

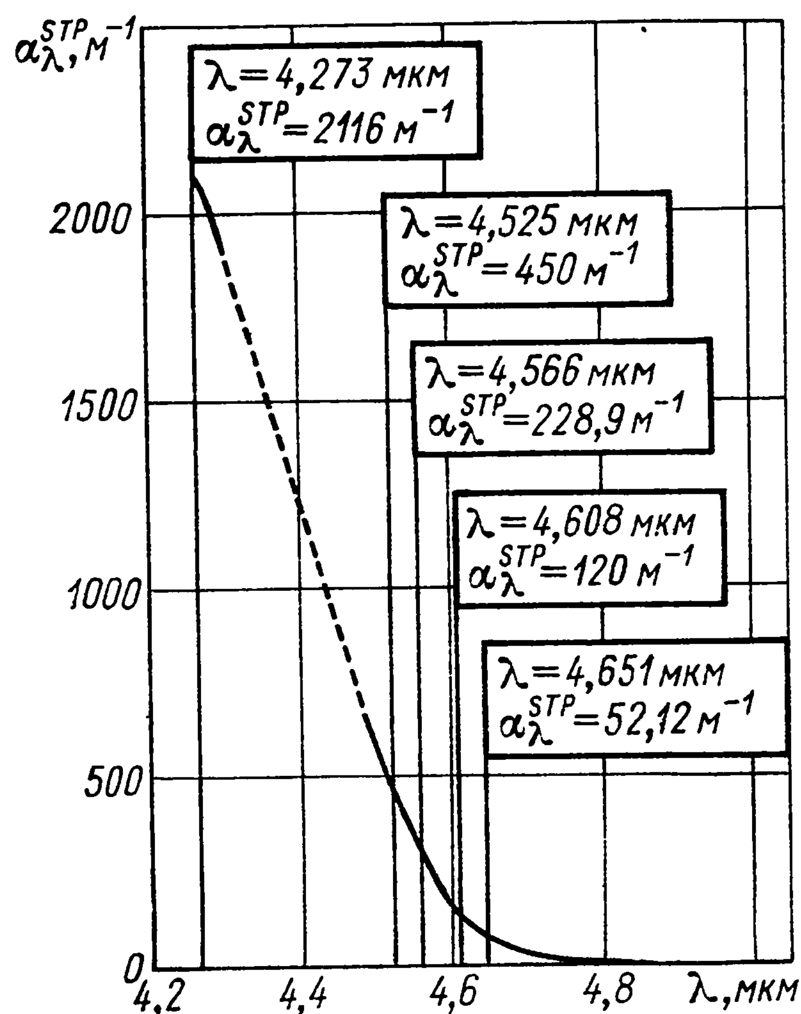


Рис. 5-13. Спектральный коэффициент поглощения CO_2 по данным [71]

Идея метода сводится к использованию того обстоятельства, что в зависимости от значения спектрального коэффициента поглощения α_λ существенно изменяется относительный вклад в спектральную интенсивность падающего излучения $I_\lambda(0)$ различных зон по глубине слоя. При высоких значениях α_λ, когда поглощательная способность слоя на отдельных заданных спектральных интервалах становится близкой к единице, изменение температуры в ядре слоя сравнительно слабо влияет на величину $I_\lambda(0)$. В то же время даже сравнительно небольшое изменение температуры пристенного газового слоя приводит при этом к заметному изменению величины $I_\lambda(0)$. По мере уменьшения спектрального коэффициента поглощения все возрастающий вклад в спектральную интенсивность падающего излучения начинают вносить все более отдаленные участки слоя вследствие возрастания спектральной прозрачности слоя. Все это относится, естественно, к нерассеивающей газовой среде.

На рис. 5-14 показано, как изменяется относительный вклад в величину $I_\lambda(0)$ отдельных зон слоя толщиной 0,2 м, расположенных на различных расстояниях от стенки при параболическом профиле температуры в слое. Видно, что по мере увеличения длины волны излучения λ (уменьшения спектрального коэффициента поглощения) все больший вклад в величину $I_\lambda(0)$ начинают вносить глубинные участки слоя. Так, для спектрального участка с высоким коэффициентом поглощения ($\lambda = 4{,}273$ мкм, $\alpha_\lambda^{STP} = 2116$ м$^{-1}$) основной вклад в величину $I_\lambda(0)$ вносит пристенный участок слоя толщиной 0,2 м. Вклад в $I_\lambda(0)$ второго газового слоя, удаленного от стенки на

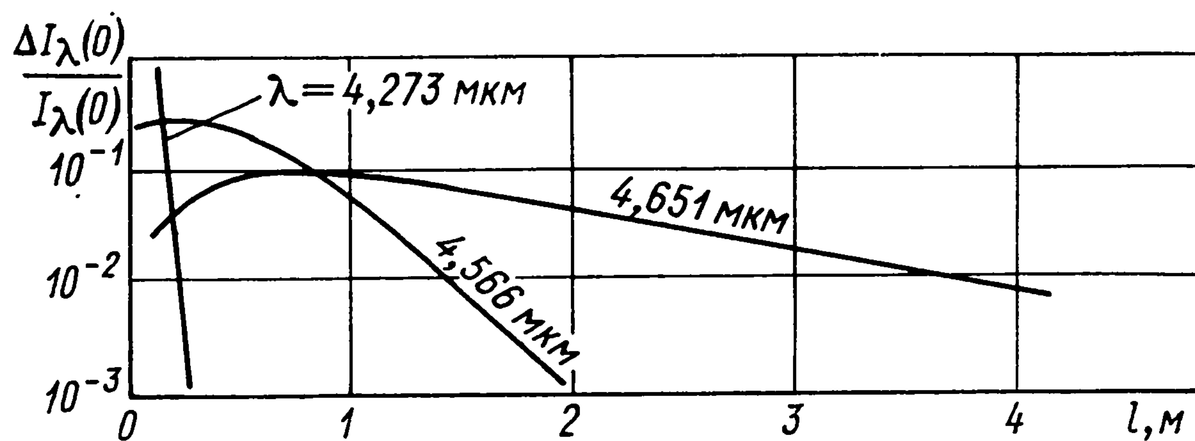


Рис. 5-14. Вклад отдаленных участков слоя (толщиной 0,2 м), расположенных на различной глубине, в относительное изменение спектральной интенсивности падающего излучения для параболического профиля температуры в слое при $T_ц = 1500$ К и $\Delta T = 500$ К

расстояние 0,3 м, составляет при этом всего 0,1 %, а излучение еще более отдаленных участков слоя практически совсем не влияет на I_λ (0).

В то же время для спектрального участка с более низким коэффициентом поглощения $\left(\lambda = 4{,}566 \text{ мкм}, \alpha_\lambda^{STP} = 228{,}9 \text{ м}^{-1}\right)$ заметный вклад в величину I_λ (0) начинают вносить более отдаленные участки слоя, расположенные на глубине до 2 м. При еще более низком значении коэффициента поглощения $\left(\lambda = 4{,}651 \text{ мкм}, \alpha_\lambda^{STP} = 52{,}12 \text{ м}^{-1}\right)$ определенный вклад в величину I_λ (0) начинают вносить еще более удаленные участки слоя, расположенные на глубине до 6 м.

На рис. 5-15 для ступенчатого профиля температуры показано, как изменяется в зависимости от длины волны λ спектральная интенсивность падающего излучения I_λ (0) при различных значениях температуры центрального изотермического ядра $T_ц$ и температуры пристенного участка слоя $T_с$. Видно, что в области значений длины волны $\lambda = 4{,}2 \ldots 4{,}4$ мкм изменение температуры пристенного газового слоя $T_с$ при $T_ц = \text{const}$ существенно влияет на величину I_λ (0), в то время как на крыльях полосы при значениях $\lambda > 4{,}6$ мкм это влияние является крайне слабым. Наоборот, изменение температуры $T_ц$ в центре слоя при $T_с = \text{const}$ очень слабо влияет на величину I_λ (0) в области значений $\lambda = 4{,}2 \ldots 4{,}4$ мкм и сильно — в области значений $\lambda > 4{,}6$ мкм.

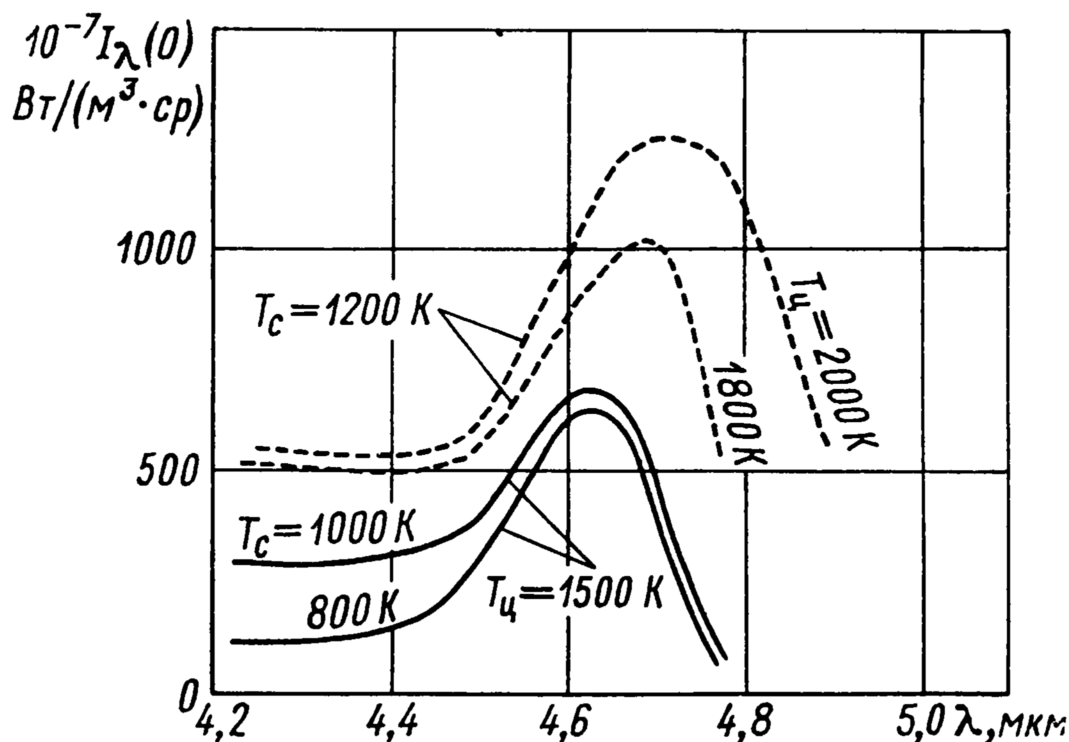


Рис. 5-15. Изменение спектральной интенсивности падающего излучения I_λ (0) в зависимости от λ при различных температурах центрального изотермического ядра $T_ц$ и пристенного участка $T_с$ для ступенчатого температурного профиля

Изложенное показывает, что для практического использования рассматриваемого метода очень важно правильно выбрать отдельные спектральные участки, на которых следует измерять спектральную интенсивность падающего излучения I_λ (0). При этом, естественно, необходимо учитывать и характер температурного поля в слое.

Для слоя с изотермическим ядром, размеры которого превышают пристенную градиентную часть профиля (см. рис. 5-12, кривая *2*), в принципе достаточно провести измерения на двух длинах волн, чтобы установить раз-

вертку температуры между ядром и пристенным участком газового слоя: при $\lambda = 4{,}273$ мкм и $\lambda = 4{,}651$ мкм. При измерении I_λ (0) на длине волны 4,273 мкм, соответствующей высокому значению спектрального коэффициента поглощения α_λ, регистрируемая прибором информация в основном связана с влиянием температуры пристенного слоя. При измерении на длине волны 4,651 мкм, соответствующей существенно более низкому коэффициенту поглощения, регистрируемая прибором интенсивность падающего излучения в значительной мере связана с влиянием температуры ядра слоя. Так, при температуре пристенного слоя $T_с = 1200$ K изменение температуры ядра потока $T_ц$ от 1200 до 2000 K приводит к увеличению I_λ (0) более чем в два раза при $\lambda = 4{,}651$ мкм и всего на 5 % при $\lambda = 4{,}273$ мкм.

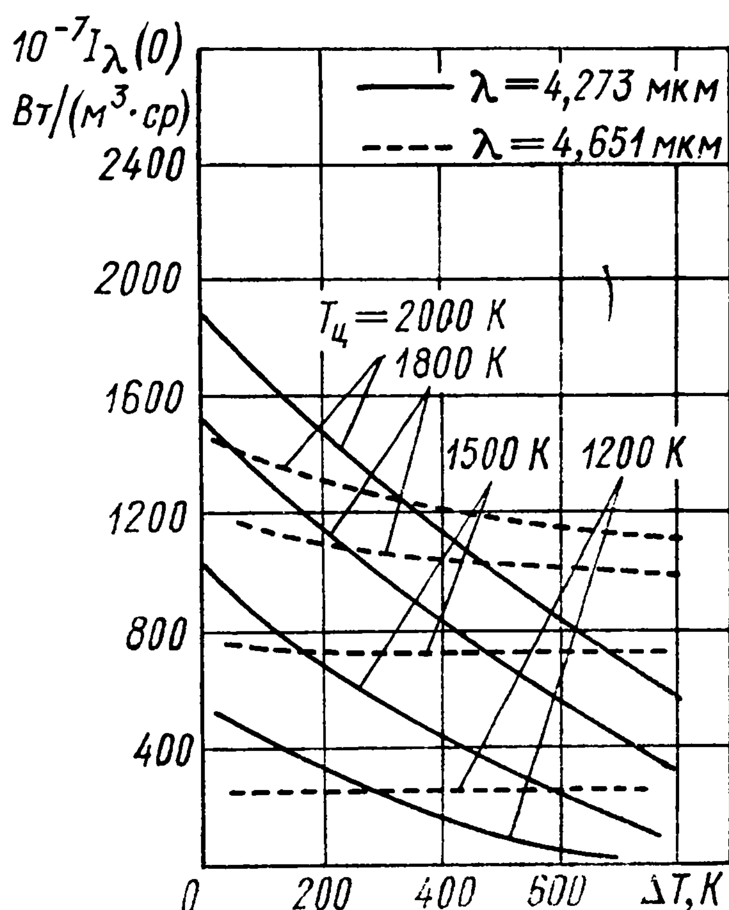


Рис. 5-16. Зависимость I_λ (0) от перепада температуры в слое ΔT при заданных значениях $T_ц$ для треугольного температурного профиля в областях с высоким ($\lambda = 4{,}273$ мкм) и низким ($\lambda = 4{,}651$ мкм) коэффициентами поглощения

При выборе для проведения измерений значения λ в длинноволновой части спектра ($\lambda = 4{,}651$ мкм) необходимо удовлетворить двум следующим противоположным требованиям к значению спектрального коэффициента поглощения α_λ. С одной стороны, значение α_λ должно быть достаточно низким, чтобы обеспечить высокую пропускательную способность пристенного слоя по отношению к излучению ядра потока, с другой — значение α_λ должно быть достаточно высоким, чтобы обеспечить при заданных размерах слоя столь высокую поглощательную способность, при которой фоновое влияние эффективного излучения противоположной стенки и прилегающего к ней газового слоя было бы минимальным. Указанным двум условиям удовлетворяет значение $\alpha_\lambda^{STP} = 52{,}12$ м$^{-1}$ при $\lambda = 4{,}651$ мкм. При этом более 40 % регистрируемой прибором спектральной интенсивности падающего излучения связано с собственным излучением ядра слоя и лишь 1,5 % — с фоновым излучением противоположной стенки.

Для слоя с параболическим температурным профилем (см. рис. 5-12, кривая *1*) рассмотренных выше двух спектральных участков недостаточно для определения распределения температуры в слое. Проведенные расчеты показали, что в этом случае для определения температурного поля в слое с точностью до 5 %, помимо двух указанных выше спектральных участков (4,273 и 4,651 мкм), необходимо дополнительно провести измерения еще при трех значениях λ на краю полосы: 4,525, 4,566 и 4,608 мкм. Соответствующие указанным длинам волн спектральные коэффициенты поглощения приведены на рис. 5-13.

Необходимость проведения указанных спектральных измерений при параболическом профиле температуры обусловливается необходимостью более подробного «зондирования» слоя по его глубине. Чем дальше от стенки отстоит точка, в которой надо определить температуру слоя, тем большее требуется информации для решения этой задачи, т. е. тем большее число участков спектра должно быть выбрано для измерений спектральной интенсивности падающего излучения. При этом следует учитывать, что при постоянном температурном перепаде между центральным и пристенным участками слоя изменение температуры ядра потока $T_ц$ заметно сказывается на регистрируемой прибором спектральной интенсивности падающего излучения для всех длин волн, на которых проводятся измерения. Изложенное наглядно иллюстрируется данными рис. 5-16. В зависимости от температуры $T_ц$ и перепада температур ΔT спектральная интенсивность падающего

излучения на оптически плотном участке спектра может быть больше или меньше I_λ (0) на оптически менее плотных участках спектра. Как и для ступенчатого температурного профиля, спектральная интенсивность излучения на оптически плотном участке спектра является весьма чувствительной к температуре газа вблизи стенки, а на оптически менее плотных участках — к температуре ядра потока.

В основу решения задачи о спектральной инверсии положено уравнение переноса энергии излучения для нерассеивающей среды $[k_\lambda(M) = \alpha_\lambda(M)]$. Из решения этого уравнения определяется спектральная интенсивность падающего излучения

$$I_\lambda(0) = \int_0^L I_{\lambda 0}(l)\,\alpha_\lambda(l)\, e^{-\int_0^l \alpha_\lambda(l)\,dl}\, dl + [I_{\lambda 0}(T_{\text{зл}})\,\varepsilon_{\lambda \text{зл}} + (1 - \varepsilon_{\lambda \text{зл}})\, I_\lambda(0)]\, e^{-\int_0^L \alpha_\lambda(l)\,dl}.$$

Как уже отмечалось выше, с целью исключения влияния на I_λ (0) эффективного излучения задней стенки и прилегающего к ней газового слоя необходимо выбрать для проведения измерений такие значения λ, при которых достигается высокая поглощательная способность слоя в длинноволновой части спектра. В решении [11] этому требованию удовлетворяет условие $\exp\left[-\int_0^L \alpha_\lambda(l)\,dl\right] < 0{,}01$, исходя из которого определялись необходимые значения λ для проведения спектральных измерений. Спектральный коэффициент поглощения определялся из выражения $\alpha_\lambda = \alpha_\lambda^{\text{STP}}\,(300/T)$, где $\alpha_\lambda^{\text{STP}}$ — спектральный коэффициент поглощения CO_2 по данным [71] при давлении $p_{CO_2} = 0{,}1$ МПа и температуре $T = 273$ К.

Конкретные зависимости для определения температурного поля в слое можно установить на основании решения уравнения переноса энергии излучения при известных значениях спектрального коэффициента поглощения CO_2 и рассчитанных для разных температурных распределений величин I_λ (0).

Измерив спектральные интенсивности падающего излучения I_{λ_1}, I_{λ_2}, I_{λ_3}, I_{λ_4} и I_{λ_5} в ваттах в десятой степени на кубический метр-стерадиан при длинах волны излучения $\lambda_1 = 4{,}273$ мкм, $\lambda_2 = 4{,}525$ мкм, $\lambda_3 = 4{,}566$ мкм, $\lambda_4 = 4{,}608$ мкм и $\lambda_5 = 4{,}651$ мкм, можно определить температуры газа на глубинах слоя 0, 0,5, 1,0 и 1,5 м, воспользовавшись следующими регрессионными зависимостями:

$$T_0 = 645 + 1103{,}1 I_{\lambda_1} - 220{,}6 I_{\lambda_1}^2;$$

$$T_{0,5} = 742 + 121{,}2 I_{\lambda_1} + 806{,}4 I_{\lambda_2} + 2082{,}4 I_{\lambda_2}^2 - 1845{,}9 I_{\lambda_1} I_{\lambda_2};$$

$$T_{1,0} = 893 - 642{,}7 I_{\lambda_2} + 2062{,}6 I_{\lambda_3} - 790{,}6 I_{\lambda_4} + 441{,}4 I_{\lambda_2}^2 - 5277{,}6 I_{\lambda_2} I_{\lambda_3} + 5014{,}3 I_{\lambda_2} I_{\lambda_4};$$

$$T_{1,5} = 746 - 590{,}7 I_{\lambda_2} + 2779{,}7 I_{\lambda_4} - 1060{,}0 I_{\lambda_5} + 175{,}4 I_{\lambda_2}^2 + 2657{,}3 I_{\lambda_5}^2 - 1088{,}9 I_{\lambda_2} I_{\lambda_4} + 1557{,}2 I_{\lambda_2} I_{\lambda_5} - 3454{,}8 I_{\lambda_4} I_{\lambda_5}.$$

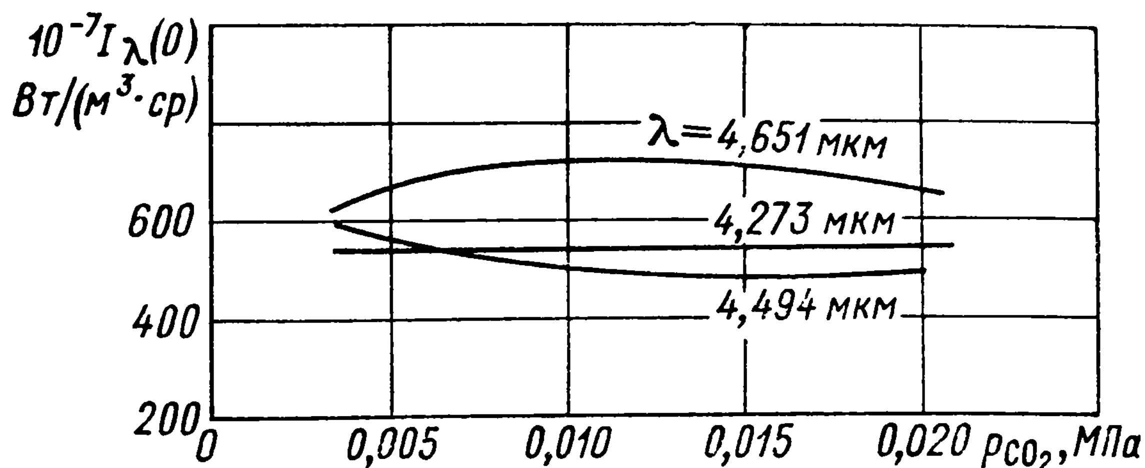


Рис. 5-17. Зависимость I_λ (0) от парциального давления CO_2 при различных значениях λ для треугольного профиля температуры в слое толщиной $L = 5$ м и заданных значениях $T_ц = 1500$ К и $\Delta T = 300$ К

Расчеты спектральной интенсивности падающего излучения, на основании которых построены приведенные регрессионные зависимости, были проведены применительно к составу продуктов сгорания природного газа при значении парциального давления CO_2 $p_{CO_2} = 0{,}0089$ МПа. На рис. 5-17 показано, как изменяется величина I_λ (0) в зависимости от парциального давления p_{CO_2} при заданной толщине слоя $L = 5$ м и треугольном профиле температуры с заданными величинами $T_ц = 1500$ К и $T_с = 1200$ К. Видно, что для оптически плотного участка спектра ($\lambda = 4{,}273$ мкм, $\alpha_\lambda^{STP} = 2116$ м$^{-1}$) интенсивность падающего излучения I_λ (0) практически не зависит от парциального давления CO_2. Это связано с тем обстоятельством, что значение коэффициента поглощения α_λ является здесь столь высоким, что во всей рассматриваемой области значений p_{CO_2} поглощательная способность слоя близка к единице. При этом изменение p_{CO_2}, естественно, не сказывается на значении спектральной степени черноты слоя, а следовательно, и на I_λ (0).

Рассматривая, как изменяется величина I_λ (0) в зависимости от p_{CO_2} при других значениях λ, следует иметь в виду два обстоятельства, оказывающие влияние на I_λ (0). Первое из них связано с возрастанием спектральной степени черноты слоя по мере увеличения p_{CO_2}, приводящим к увеличению I_λ (0), другое — с увеличением спектральной поглощательной способности слоя по мере роста p_{CO_2}, приводящим к усилению экранирующего влияния пристенного слоя по отношению к излучению высокотемпературного ядра слоя и соответствующему снижению I_λ (0). Ход изменения кривых рис. 5-17 определяется тем, какой из указанных факторов оказывает превалирующее влияние на I_λ (0).

Для спектрального участка с низким коэффициентом поглощения ($\lambda = 4{,}494$ мкм, $\alpha_\lambda^{STP} = 662{,}9$ м$^{-1}$) спектральная степень черноты (поглощательная способность) слоя сначала увеличивается по мере увеличения p_{CO_2} и при $p_{CO_2} \geqslant 0{,}015$ МПа достигает значений, близких к единице. Ввиду превалирующего влияния ослабления излучения в пристенном слое величина I_λ (0) умень-

шается с ростом p_{CO_2}, как это видно из рисунка. При достижении значения $p_{CO_2} \approx 0{,}015$ МПа степень черноты слоя становится близкой к единице, и дальнейшее увеличение p_{CO_2} практически не влияет на $I_\lambda(0)$.

Для участка спектра с еще более низким коэффициентом поглощения ($\lambda = 4{,}651$ мкм, $\alpha_\lambda^{STP} = 52{,}12$ м$^{-1}$) спектральная поглощательная способность (степень черноты) слоя во всей рассматриваемой области значений p_{CO_2} является невысокой и нигде не достигает значений, близких к единице. При этом возрастание парциального давления p_{CO_2} до значения 0,010 МПа приводит к увеличению $I_\lambda(0)$ вследствие увеличения спектральной степени черноты слоя. При дальнейшем увеличении парциального давления CO_2 превалирующим становится экранирующее влияние пристенного слоя вследствие возрастания его спектральной поглощательной способности при увеличении p_{CO_2}. Это, в свою очередь, приводит к снижению величины $I_\lambda(0)$ при увеличении p_{CO_2} для области значений $p_{CO_2} > 0{,}010$ МПа.

В заключение заметим, что в отличие от других работ, где искомые температуры входят в соответствующие уравнения переноса энергии излучения, здесь они выражены в явном виде, что существенно упрощает расчеты.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ОСНОВЫ ЗОНАЛЬНОГО МЕТОДА РАСЧЕТА ТЕПЛООБМЕНА В ТОПКАХ

6-1. МОДИФИКАЦИИ И ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДОВ

Основным видом теплообмена в топках, как уже указывалось выше, является теплообмен излучением. Перенос энергии излучения описывается интегральным уравнением для плотности потока собственного, результирующего или эффективного излучения, проинтегрированным по телесному углу по всевозможным направлениям. Решение такого уравнения даже для сравнительно простых излучающих систем сопряжено с большими трудностями.

Задача значительно осложняется тем, что перенос энергии излучения может сопровождаться также другими механизмами переноса энергии (теплопроводность, конвекция), которые протекают в условиях горения топлива, сложного характера движения газов, при наличии интенсивного массообмена. Дополнительные трудности возникают в связи с существенной неоднородностью полей температуры и радиационных характеристик тел как в объеме среды, так и на граничных тепловоспринимающих

поверхностях нагрева, а также высокой селективностью излучения всех тел рабочего пространства топки, участвующих в теплообмене. Все это делает точное решение поставленной задачи практически не выполнимым.

В последние годы интенсивное развитие и применение получили зональные методы расчета теплообмена в огневых камерах. Своим широким использованием эти методы в значительной мере обязаны прогрессу современной электронно-вычислительной техники, возможности которой существенно компенсируют недостатки зональных методов, связанные с большим объемом вычислительной работы.

В результате условного деления топки на ряд объемных и поверхностных зон действительные непрерывные поля температуры и физических характеристик тел заменяются конечным числом ступенчато-прерывных однородных участков, в пределах которых температура и все физические характеристики могут быть приняты постоянными.

Интегральные уравнения теплообмена излучением заменяются при этом аппроксимирующей конечной системой алгебраических уравнений. Из решения этой системы уравнений совместно с уравнениями движения, конвективного теплообмена и горения определяются в конечном счете все неизвестные энергетические характеристики, которые могут включать в себя как температуры, так и потоки энергии между зонами. При этом, чем на большее число зон разбита топка, тем выше точность получаемого решения. Число зон, в свою очередь, зависит от характера полей температуры и физических характеристик тел. Чем выше неоднородность этих полей, тем на большее число зон необходимо разбивать топочный объем и ограничивающие его поверхности нагрева. В практической реализации зональных методов существует ряд различных подходов.

Широкое распространение в технике получил зональный нормативный метод расчета [56]. В соответствии с этим методом топочная камера условно разбивается системой горизонтальных плоскостей на ряд зон высотой около 4 м. Отдельно выделяется зона максимального тепловыделения на уровне расположения горелок.

Для каждой объемной зоны температура газов на выходе из нее определяется из решения уравнения энергии, представленного в алгебраической форме и учитывающего локальное тепловыделение при горении топлива, изменение энтальпии продуктов сгорания и теплоотвод из зоны. Основной задачей расчета является определение распределения по высоте топки локальных тепловых нагрузок экранных поверхностей нагрева. Они определяются для каждой зоны на основании данных расчета температур $T'_{\text{т}i}$ и $T''_{\text{т}i}$ на входе зоны i и выходе из нее по формуле

$$q_{\text{л}i} = \sigma_0 \varepsilon_{\text{т}i} \psi_i \left(T'^4_{\text{т}i} - T''^4_{\text{т}i}\right)/2,$$

где $\varepsilon_{\text{т}i}$ и ψ_i — степень черноты топки и коэффициент тепловой эффективности экранов в зоне i.

Расчет проводится методом итераций. Критерием правильности зонального теплового расчета топки является степень согласования рассчитанной по этому методу температуры газов на выходе из топки с температурой, определенной при расчете суммарного теплообмена в топке. Допустимые расхождения между этими величинами не должны превышать $\mp$ 30 К. Корректировка расчета производится путем соответствующего изменения распределения тепловыделения по высоте топки. Теплообмен излучением между соседними объемными зонами учитывается специальными коэффициентами ψ_i' и ψ_i'', характеризующими радиационный перенос энергии из объемной зоны i в ниже- и вышерасположенные объемные зоны. Опыт использования зонального метода [56] показывает его достаточно высокую точность. Другие зональные методы находятся пока в стадии становления.

Много важных технических задач было решено при помощи разработанного Ю. А. Суриновым [50, 51] зонального метода расчета теплообмена излучением. Температура объемных зон определяется в этом методе путем решения системы нелинейных алгебраических уравнений. В развитие этого метода Ю. А. Суриновым [52, 53] был разработан обобщенный итерационно-зональный метод, позволивший значительно повысить точность расчетов.

Сущность этого метода состоит в том, что интегральные уравнения для резольвенты и локальных разрешающих угловых коэффициентов приводятся к системе интегральных уравнений для остатков бесконечных функциональных рядов, определяющих разрешающие коэффициенты излучения. Эта система интегральных уравнений заменяется системой приближенных линейных алгебраических уравнений.

При таком подходе к задаче представляется возможным значительно повысить точность численного определения различных характеристик излучения без увеличения числа зон, в то время как при чисто зональном методе это может быть достигнуто только за счет увеличения числа зон. В этом отношении весьма интересными и перспективными представляются работы В. Н. Адрианова [3, 4], в которых показана возможность повышения точности расчета локальных и усредненных характеристик радиационного теплообмена путем учета с помощью коэффициентов распределения оптических и термических неоднородностей внутри зон. Более полное использование математического обеспечения современных ЭВМ возможно, как показал С. Д. Детков [19], при матричном способе решения систем зональных уравнений радиационного теплообмена.

Значительный прогресс в развитии и практическом использовании зонального метода расчета связан с известными работами Х. Хоттеля и Е. Когена, а также Х. Хоттеля и А. Сэрофим [75], положившими начало широкой инженерной апробации технических возможностей метода. Особенно широкое распространение получил этот метод за рубежом. В основу его положены уравнения баланса энергии для всех условно изотермических объемных (m) и поверхностных (n) зон, на которые мысленно разбивается топочная камера.

Для i-й объемной зоны

$$\sum_{k=1}^{n} \overline{S_k G_i} a_k \sigma_0 T_k^4 + \sum_{k=1}^{m} \overline{G_k G_i} a_k \sigma_0 T_k^4 - 4\alpha_i v_i \sigma_0 T_i^4 + \\ + \sum_{j}^{t_i} c_j \rho_j w_j F_j (T_j - T_i) + \sum_{j}^{t_i} \alpha_{\text{конв}\, j} F_j (T_j - T_i) + Q_{\text{хим}\, i} = 0, \\ i = 1, 2, \ldots, m. \qquad (6\text{-}1)$$

Для i-й поверхностной зоны

$$\sum_{k=1}^{n} \overline{S_k S_i} a_k \sigma_0 T_k^4 + \sum_{k=1}^{m} \overline{G_k S_i} a_k \sigma_0 T_k^4 - F_i a_i \sigma_0 T_i^4 + \\ + \sum_{j=1}^{t_i} \alpha_{\text{конв}\, j} F_j (T_j - T_i) - Q_i = 0, \qquad (6\text{-}2) \\ i = 1, 2, \ldots, n.$$

Здесь $\overline{S_k S_i} = \overline{S_i S_k}$; $\overline{G_k G_i} = \overline{G_i G_k}$ и $\overline{G_k S_i} = \overline{S_i G_k}$ — «площади полного обмена» (взаимные поверхности) соответственно между двумя поверхностными зонами, двумя объемными зонами и между объемной и поверхностной зонами. Эти величины аналогичны коэффициентам взаимного лучистого обмена, используемым в работе А. С. Невского [38], и отличаются от них лишь тем, что учитывают переизлучение энергии граничными поверхностями; Q_i — результирующий поток теплоты, уходящий наружу через i-ю поверхностную зону.

Для вычисления «площадей полного обмена» $\overline{S_k S_i}$, $\overline{G_k G_i}$ и $\overline{G_k S_i}$ предварительно вычисляются обобщенные угловые коэффициенты между произвольно расположеными плоскими квадратными поверхностными зонами, между кубическими объемными зонами и между кубической объемной и квадратной поверхностными зонами, разделенными средой с постоянным коэффициентом поглощения. Только после установления численных значений этих величин можно непосредственно приступить к решению уравнений балансов энергии для каждой зоны.

Заметим, что такое разделение задачи становится возможным лишь в том случае, когда «площади полного обмена» $\overline{S_k S_i}$, $\overline{G_k G_i}$ и $\overline{G_k S_i}$ не зависят от температуры. Это может быть лишь при условии, что коэффициент поглощения среды α не зависит от температуры, а также от длины волны падающего излучения, т. е. при условии, что среда является серой.

Необходимость выполнения указанных выше условий привела Х. Хоттеля к известной модели «селективно-серого приближения», рассмотренной ранее, в первой главе. Сущность этого приближения состоит в том, что реальная селективно-поглощающая среда заменяется эквивалентной ей по суммарному поглощению серой средой, образованной несколькими серыми поглощающими газами и одним лучепрозрачным газом. Реальные свойства газа учитываются здесь

путем подбора соответствующих коэффициентов поглощения и весовых коэффициентов в сумме членов с экспоненциальными функциями [63, 75]. При этом влияние температуры на спектральное распределение энергии излучения учитывается соответствующими температурными зависимостями для упомянутых выше весовых коэффициентов. Столь формализованный подход к задаче учета радиационных свойств среды, конечно, несет в себе ряд условностей, однако он создает определенные удобства при расчетах.

Обстоятельное исследование возможностей метода зональных балансов применительно к условиям работы топочных камер и металлургических печей было проведено А. С. Невским [38, 39]. Поверхностные зоны подразделялись на такие зоны, для которых заданы температуры, и такие, для которых заданы потоки результирующего излучения. Важной особенностью метода является то обстоятельство, что в нем не выделяется в качестве самостоятельного этап определения разрешающих угловых коэффициентов, учитывающих многократные отражения потоков излучения на граничных поверхностях.

Обобщенные угловые коэффициенты для лучистого теплообмена между объемной и поверхностной зонами $\psi_{F-v}(i, k)$, а также между двумя объемными зонами $\psi_{v-v}(i, k)$ определяются из соотношений:

$$\psi_{F-v}(i, k) = \frac{1}{F_i} \int\limits_{F_i} \int\limits_{v_k} \frac{\alpha_k \cos \varphi_i}{\pi \bar{r}_{ik}^2} e^{-\bar{\alpha r}} dF_i dv_k; \qquad (6\text{-}3)$$

$$\psi_{v-v}(i, k) = \frac{1}{v_i} \int\limits_{v_i} \int\limits_{v_k} \frac{\alpha_k \alpha_i}{\pi \bar{r}_{ik}^2} e^{-\bar{\alpha r}} dv_i dv_k. \qquad (6\text{-}4)$$

Предложенные А. С. Невским уравнения зональных балансов были использованы Э. С. Карасиной [6] для построения метода трехмерного зонального расчета теплообмена в топочных камерах котлоагрегатов. Топочный объем при этом подразделяется на ряд параллелепипедов, в пределах которых температура и оптико-геометрические характеристики среды принимаются постоянными. Для определения обобщенных угловых коэффициентов между зонами используются зависимости, предложенные в работе [75] для кубов и квадратов в серой среде. Учет селективных свойств среды производится, как и в работе [75], на основе «селективно-серого приближения». Проведенные расчеты показали большие возможности и перспективы использования предложенного метода.

Распространив метод зональных балансов на случай, когда неизвестны ни температуры ограждающих поверхностей, ни тепловые потоки через эти поверхности, а заданы только их теплофизические характеристики, А. Э. Клекль [31] предложил расширенную систему зональных уравнений теплового баланса.

Для каждой объемной и поверхностной зоны i составляются нелинейные алгебраические уравнения вида

$$\sum_j a_{ij} T_j^4 + \sum_j g_{ij}(T_j - T_i) + Q_i = 0, \qquad i = 1, 2, \ldots, m+n, \qquad (6\text{-}5)$$

где a_{ij} — коэффициент радиационного обмена между зонами, а g_{ij} — коэффициент конвективного и турбулентного обмена зоны i со всеми контактирующими с ней зонами.

В этих уравнениях первое слагаемое представляет собой поток результирующего излучения $Q_{рез\,i}$ для зоны i, равный разности между потоком энергии $Q_{погл\,i}$, поглощенной данной зоной i из падающих на нее потоков излучения других зон j, и потоком собственного излучения $Q_{соб\,i}$ зоны i:

$$\sum_j a_{ij} T_j^4 = Q_{рез\,i} = Q_{погл\,i} - Q_{соб\,i}. \tag{6-6}$$

Второе слагаемое представляет собой результирующий тепловой поток для зоны i, определяемый условиями движения среды в топочном объеме и конвективным теплообменом между поверхностными и объемными зонами. Третий член определяет энергию источников или стоков теплоты в зоне. Это — химическое тепловыделение при горении для объемных зон и результирующий перенос теплоты для поверхностных зон.

Коэффициент радиационного обмена между зонами a_{ij} определяет количество энергии, поглощенное в зоне j из излучения зоны i, имеющей единичную температуру.

Для объемных зон

$$\left.\begin{aligned} a_{ij} &= 4\sigma_0 \alpha_i v_i f_{ij} \quad \text{при} \quad i \neq j; \\ a_{ij} &= 4\sigma_0 \alpha_i v_i (1 - f_{ij}) \quad \text{при} \quad i = j. \end{aligned}\right\} \tag{6-7}$$

Для поверхностных зон

$$\left.\begin{aligned} a_{ij} &= \sigma_0 \varepsilon_i F_i f_{ij} \quad \text{при} \quad i \neq j; \\ a_{ij} &= \sigma_0 \varepsilon_i F_i (1 - f_{ij}) \quad \text{при} \quad i = j. \end{aligned}\right\} \tag{6-8}$$

Здесь α_i — коэффициент поглощения среды в объемной зоне i; ε_i — степень черноты поверхностной зоны i; f_{ij} — приведенный разрешающий угловой коэффициент излучения.

Приведенные выше выражения могут быть записаны для любого спектрального интервала $\Delta\lambda_k$. Индексы, характеризующие спектральные величины, здесь везде опущены. Для расчета переноса энергии излучения в полном спектре надо воспользоваться интегральными коэффициентами радиационного обмена a_{ij}^{Σ}.

Для объемной излучающей зоны i

$$a_{ij}^{\Sigma} = 4\sigma_0 v_i \frac{\sum\limits_k^z \alpha_i^{\Delta\lambda_k} f_{ij}^{\Delta\lambda_k} \int\limits_{\Delta\lambda_k} I_{0i}(\lambda, T)\, d\lambda}{\sum\limits_k^z \int\limits_{\Delta\lambda_k} I_{0i}(\lambda, T)\, d\lambda}$$

Для поверхностной излучающей зоны i

$$a_{ij}^{\Sigma} = \sigma_0 F_i \frac{\sum_k^z \varepsilon_i^{\Delta\lambda_k} f_{ij}^{\Delta\lambda_k} \int_{\Delta\lambda_k} I_{0i}(\lambda, T)\, d\lambda}{\sum_k^z \int_{\Delta\lambda_k} I_{0i}(\lambda, T)\, d\lambda}.$$

Здесь $\alpha_i^{\Delta\lambda_k}$ и $\varepsilon_i^{\Delta\lambda_k}$ — коэффициент поглощения объемной зоны i и степень черноты поверхностной зоны i в спектральном интервале $\Delta\lambda_k$.

Таким образом, непрерывный спектр излучения аппроксимируется конечным числом z спектральных интервалов со средними по длине $\Delta\lambda_k$ каждого интервала значениями радиационных характеристик. Заметим, что в приведенных выше выражениях $f_{ij}^{\Delta\lambda_k}$ — приведенный разрешающий коэффициент излучения из зоны i в зону j в спектральном интервале $\Delta\lambda_k$. Этот коэффициент определяется исходя из обобщенного углового коэффициента излучения $\psi_{ij}^{\Delta\lambda_k}$ в указанном выше спектральном интервале $\Delta\lambda_k$.

Коэффициент конвективного обмена g_{ij} для двух смежных объемных зон i и j характеризует количество энергии, переносимое из зоны i в зону j вместе с движущейся средой. Для смежных объемной и поверхностной зон, разделенных поверхностью F_j, коэффициент конвективного обмена

$$g_{ij} = g_{ji} = \alpha_{\text{конв}\, j} F_j$$

характеризует количество теплоты, переносимой конвекцией от движущихся газов к поверхности тепловоспринимающей стенки в данной зоне j топочной камеры. Для его определения, естественно, надо знать коэффициент теплоотдачи конвекцией $\alpha_{\text{конв}\, j}$. Для определения приведенных разрешающих угловых коэффициентов f_{ij} используется метод статистических испытаний [22], известный как метод Монте-Карло.

Применительно к печам нефтегазоперерабатывающей промышленности дальнейшее развитие метода А. Э. Клекля связано с работами В. М. Седелкина. Так, в работе В. М. Седелкина и А. В. Паимова [47] предложена достаточно универсальная методика расчета на основе метода Монте-Карло зональных оптико-геометрических характеристик излучения. С помощью разработанной методики представляется возможным проводить расчеты взаимного радиационного теплообмена с учетом сложной геометрии рабочего пространства печи и факела, наличия экранной поверхности нагрева, переменности оптических свойств среды по ходу луча, селективности излучения объемных и поверхностных зон.

Для смешанной постановки задачи о теплообмене в печах принимались заданными температуры всех зон тепловоспринимающих поверхностей нагрева. В системе уравнений типа (6-5), которые использовались для решения поставленной задачи, самостоятельным членом учитывался перенос энергии между объемными зонами

вследствие турбулентных пульсаций при движении среды. В результате решения указанных уравнений определялись поля температуры газов в объеме печи и распределение результирующих потоков по тепловоспринимающим поверхностям нагрева. Достаточно полный учет особенностей турбулентного течения газов, закономерностей выгорания диффузионного факела и условий конвективного теплообмена явился той основой, которая обеспечила возможность практического использования метода для расчета теплообмена в трубчатых печах нефтехимической и газовой промышленности.

Дальнейшее развитие зональный метод получил в работах В. Г. Лисиенко и его сотрудников [32, 33]. В этих работах с учетом специфических особенностей теплообмена в металлургических печах разработана зональная методика расчета, достаточно полно отражающая влияние на условия переноса энергии основных режимных параметров и особенностей конструкции различных типов печей. В разработанной математической модели процесса учитываются селективные радиационные свойства как самого факела, так и поверхностей металла и кладки применительно к системе уравнений для собственного излучения. Разработаны и усовершенствованы методы математического моделирования условий теплообмена в сталеплавильных, нагревательных и стекловаренных печах с учетом селективных свойств газов, огнеупорной кладки и материала. Предложен оригинальный подход и получены ценные практические результаты при решении сопряженной задачи внешнего теплообмена с учетом нагрева массивного металла. В рамках разработанных моделей представляется возможным непосредственно учитывать влияние на теплообмен в пламенных печах таких важных факторов, как настильность и длина факела, а также его светимость и селективность радиационных характеристик.

В. Г. Лисиенко совместно с Ю. А. Журавлевым [25] рассмотрели селективно-серые многополосные модели для описания радиационных свойств объемных и поверхностных зон печей и предложили рациональный двухэтапный алгоритм для определения разрешающих угловых коэффициентов излучения с использованием метода Монте-Карло, позволивший на порядок сократить время счета на ЭВМ.

В работах ряда зарубежных ученых применительно к топочным камерам котлоагрегатов широко используется упомянутый выше метод Х. Хоттеля и предложенная им модель «селективно-серой аппроксимации» радиационных свойств топочной среды.

Ф. Стевард и Х. Гюрюц [85] на основе этого метода исследовали локальный теплообмен в топке котлоагрегата большой мощности при сжигании мазута. Топочная камера была разбита на 26 объемных и 45 поверхностных зон. На основании проведенных расчетов были установлены поля температуры и поток результирующего излучения по высоте фронтового экрана топки. Было показано, что наибольшего значения этот поток достигает на уровне 10 м от пода топки.

Расчеты проводились для двух моделей радиационных свойств топочной среды: чисто газовой и газовой с частицами сажи. Наилучшее согласование с непосредственными опытными данными было получено при расчете по модели среды, состоящей из газов и взвешенных в них частиц сажи.

На значительно большее число объемных и поверхностных зон была разделена топочная камера в работе С. Занелли, Р. Корси и Г. Риери [93]. Модель топки котлоагрегата мощностью 150 МВт была представлена 72 объемными и 108 поверхностными зонами. В принятой модели спектра излучения топочной среды газовое излучение моделировалось двумя серыми и одним лучепрозрачным газом, а излучение сажи учитывалось по известной методике Дж. Бира [63] также на основе «селективно-серого приближения» Х. Хоттеля. Таким образом, представилось возможным наиболее детально исследовать особенности локального теплообмена в топке при сжигании мазута.

В заключение заметим, что точность расчета локального теплообмена в различных модификациях зонального метода зависит главным образом от точности и представительности исходных данных, которые используются при расчетах. К ним относятся данные о составе топочных газов, радиационных характеристиках пламени и тепловоспринимающих поверхностей нагрева, коэффициентах теплового сопротивления загрязнений на экранных трубах, условиях выгорания топлива и движения топочных газов, конвективном теплообмене между газовым потоком и ширмами и др.

6-2. РАЗРЕШАЮЩИЕ УГЛОВЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ

Как уже отмечалось выше, разрешающий угловой коэффициент излучения определяет долю энергии, переносимой из одной зоны в другую с учетом многократных отражений излучения от ограничивающих поверхностей и ослабления его на пути между зонами. Широкое применение для определения этих коэффициентов при расчетах теплообмена между зонами получил известный метод Монте-Карло.

Этот метод представляет собой метод статистических испытаний, основанный на проведении с помощью ЭВМ серии численных расчетов по исследованию вероятности прохождения через среду единичных потоков энергии излучения. При этом акты поглощения и отражения рассматриваются как случайные процессы, определяющие условия прохождения излучения в системах с различными оптико-геометрическими характеристиками. Таким образом, представляется возможным проследить «судьбу» отдельных пучков энергии в соответствии с принятым разделением системы на объемные и поверхностные зоны и радиационными характеристиками этих зон.

В общем случае эксперимент считается законченным, когда в результате многократных актов поглощения в объемных зонах и при взаимодействии с поверхностными зонами энергия единичного

лучистого потока достигает определенного, наперед заданного достаточно малого значения. В зависимости от оптической толщины среды в объемных зонах и поглощательной способности поверхностных зон это условие может выполняться после того или иного числа отражений единичного потока энергии от ограничивающих поверхностей. Таким образом, длительность этапа статистических испытаний, определяющая необходимое машинное время счета, непосредственно связана с числом отражений единичного лучистого потока от ограничивающих поверхностей системы. Эта величина, как уже отмечалось выше, в свою очередь, зависит от оптической толщины среды и поглощательной способности поверхностей.

Для уменьшения времени счета, как уже отмечалось выше, Ю. А. Журавлевым и В. Г. Лисиенко [25, 33] была обоснована целесообразность применения двухэтапного расчетного алгоритма для определения разрешающих угловых коэффициентов излучения. Первым этапом в этом алгоритме является определение обобщенных угловых коэффициентов излучения ψ_{ij} методом статистических испытаний На втором этапе вычисляются коэффициенты f_{ij}, учитывающие переизлучение энергии граничными поверхностями, путем решения соответствующих систем линейных алгебраических уравнений.

Для объемной зоны j доля энергии, поглощенная в этой зоне из падающего на нее потока энергии излучения объемной или поверхностной зоны, равна

$$f_{ij}=\psi_{ij}+\sum_{k=1}^{n} r_k\psi_{ik}f_{kj}, \tag{6-9}$$

$$i=1,\ 2,\ \ldots,\ m+n;\quad j=1,\ 2,\ 3,\ \ldots,\ m$$

Для поверхностной зоны j доля энергии, поглощенная этой зоной из падающего на нее потока излучения поверхностной или объемной зоны i, равна

$$f_{ij}=\psi_{ij}a_j+\sum_{k=1}^{n} r_k\psi_{ik}f_{kj}, \tag{6-10}$$

$$i=1,\ 2,\ \ldots,\ m+n;\ j=1,\ 2,\ 3,\ \ldots,\ n.$$

Следует заметить, что подобный переход от обобщенных угловых коэффициентов излучения между поверхностными зонами к разрешающим угловым коэффициентам при помощи разрешающей системы линейных алгебраических уравнений был рассмотрен ранее в работах Ю. А. Суринова. Используемые здесь коэффициенты отличаются от предложенных Ю. А. Суриновым разрешающих угловых коэффициентов излучения тем, что они учитывают поглощательную способность поверхностей.

В работах Х. Хоттеля [75] переизлучение энергии граничными поверхностями учитывается путем использования детерминантов системы линейных алгебраических уравнений балансов лучистой энергии для каждой зоны. В работах А. С. Невского [39] переиз-

лучение энергии граничными поверхностями учитывается непосредственно при решении системы нелинейных алгебраических уравнений теплообмена и теплового баланса зон.

Применение двухэтапного расчетного алгоритма для определения разрешающих угловых коэффициентов излучения позволяет при использовании метода статистических испытаний заканчивать единичный эксперимент на этапе, когда прослеживаемый единичный лучистый поток встречается с граничной поверхностью. При этом время, необходимое для определения обобщенных угловых коэффициентов ψ_{ij}, существенно снижается по сравнению со временем, необходимым для непосредственного определения величин f_{ij} методом статистических испытаний, особенно для многозонных систем.

Еще одно достоинство рассматриваемого двухэтапного расчетного алгоритма состоит в том, что полученные таким образом величины ψ_{ij} могут использоваться в дальнейшем для расчетов приведенных разрешающих угловых коэффициентов излучения применительно к системам с различными отражательными способностями граничной поверхности.

Меньшая потребность в псевдослучайных числах для расчета обобщенных угловых коэффициентов излучения положительно сказывается на точности получаемых результатов и облегчает решение задач лучистого теплообмена с учетом реальных спектральных радиационных характеристик ограничивающих поверхностей.

Следует подчеркнуть, что наиболее полную информацию о потоках излучения в системе дают разрешающие угловые коэффициенты при фундаментальной постановке задачи, когда заданными являются потоки собственного излучения [40]. От этих коэффициентов можно легко перейти, например, к разрешающим угловым коэффициентам излучения при смешанной постановке задачи, приняв, что поверхностные зоны, для которых заданы потоки результирующего излучения, являются абсолютно черными.

6-3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЗОНАЛЬНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ТОПОЧНОЙ КАМЕРЕ

Любая математическая модель зонального теплообмена в первую очередь должна учитывать основные особенности локального теплообмена, связанные с условиями выгорания топлива, характером движения топочных газов и геометрией системы. Все эти характеристики топочного процесса при расчетах всегда рассматриваются как заданные. Заданными являются также спектральные радиационные характеристики топочной среды и тепловоспринимающих поверхностей нагрева.

На границах системы рассматриваются сопряженные условия теплообмена, определяющиеся радиационно-конвективным переносом энергии от топочной среды к поверхности нагрева и переносом теплоты теплопроводностью через загрязненную стенку к нагреваемой среде, циркулирующей в трубах.

Топочная камера разбивается на m объемных и n поверхностных зон. В пределах каждой зоны принимаются постоянными температура, а также оптические и теплофизические характеристики среды. При необходимости можно дополнительно учитывать возможную неоднородность оптических характеристик в пределах зоны.

Для каждой зоны записываются уравнения теплового баланса и теплообмена. В этих уравнениях наряду с радиационным теплообменом между зонами учитывается также конвективный перенос энергии с движущейся средой. Учитывается тепловыделение, связанное с выгоранием топлива, и теплопередача через загрязненную стенку экранных труб.

Условия теплообмена в различных зонах топочной камеры описываются следующими системами уравнений [26]:

для объемных зон j

$$\sum_i^m 4v_i \int_0^\infty \alpha_{i\lambda}(T_i) f_{ij\lambda}(T_1, T_2, \ldots, T_{m+n}) I_0(\lambda, T_i)\, d\lambda + \sum_i^n F_i \int_0^\infty \varepsilon_{i\lambda}(T_i) f_{ij\lambda}(T_1, T_2, \ldots, T_{m+n}) I_0(\lambda, T_i)\, d\lambda - 4v_j \int_0^\infty \alpha_{j\lambda}(T_j) I_0(\lambda, T_j)\, d\lambda + \sum_i^{m'+n'} g_{ij} T_i - T_j \sum_i^{m'+n'} g_{ij} + Q_j = 0,$$

$$j = 1, 2, \ldots, m; \qquad (6\text{-}11)$$

для поверхностных зон j

$$\sum_i^m 4v_i \int_0^\infty \alpha_{i\lambda}(T_i) f_{ij\lambda}(T_1, T_2, \ldots, T_{m+n}) I_0(\lambda, T_i)\, d\lambda + \sum_i^n F_i \int_0^\infty \varepsilon_{i\lambda}(T_i) f_{ij\lambda}(T_1, T_2, \ldots, T_{m+n}) I_0(\lambda, T_i)\, d\lambda - F_j \int_0^\infty \varepsilon_{j\lambda}(T_j) I_0(\lambda, T_j)\, d\lambda + \sum_i^{m'+n'} g_{ij} T_i - T_j \sum_i^{m'+n'} g_{ij} + Q_j = 0,$$

$$j = 1, 2, \ldots, n. \qquad (6\text{-}12)$$

Здесь v и F — объем и площадь соответственно объемных и поверхностных зон, м^3, м^2; $\alpha_{i\lambda}(T_i)$ — спектральный коэффициент поглощения среды в объемной зоне i, м$^{-1}$; $\varepsilon_{i\lambda}(T_i)$ — спектральная степень черноты поверхностной зоны i; $I_0(\lambda, T_i)$ — спектральная плотность потока излучения абсолютно черного тела при температуре T_i, Вт/(м^2·мкм); $f_{ij\lambda}$ — спектральный приведенный разрешающий угловой коэффициент излучения из зоны i в зону j, учитывающий в общем случае переизлучение энергии от поверхностных зон и рассеяние в объемных зонах; g_{ij} — коэффициент конвективного теплообмена между зонами i и j, Вт/К; Q_j — внутреннее тепловыделение в объемных зонах в результате выгорания топлива, или величина, учитывающая теплопередачу от внешней среды для поверхностных зон, Вт.

Коэффициент конвективного теплообмена g_{ij} для объемных зон i и j учитывает перенос теплоты между этими зонами вместе с движущейся средой:

$$g_{ij} = \sum_r v_{ijr} c_r, \tag{6-13}$$

где v_{ijr} — количество переносимого из зоны i в зону j компонента r топочной среды (топливо, воздух, влага, продукты сгорания), кг/с или м³/с; c_r — средняя удельная теплоемкость компонента r топочной среды, Дж/(кг·К) или Дж/(м³·К).

Для условий теплопередачи от поверхностной зоны экранов или пароперегревателя к пароводяной смеси или пару

$$g_{ij} = KF_{ij}, \tag{6-14}$$

где K — эффективный коэффициент теплопередачи через слой наружных загрязнений, металлическую стенку и слой накипи, Вт/(м²·К).

При теплопередаче от поверхностной зоны пароперегревателя к пару

$$\frac{1}{K} = \frac{\delta_{зл}}{\lambda_{зл}} + \frac{\delta_{м}}{\lambda_{м}} + \frac{\delta_{н}}{\lambda_{н}} + \frac{1}{\alpha_2}, \tag{6-15}$$

где $\delta_{зл}$, $\delta_{м}$, $\delta_{н}$ и $\lambda_{зл}$, $\lambda_{м}$, $\lambda_{н}$ — толщины и коэффициенты теплопроводности слоя наружных загрязнений, металлической стенки и слоя накипи; α_2 — коэффициент теплоотдачи от внутренней поверхности трубы к пару, Вт/(м²·К). Для испарительных экранов слагаемым $1/\alpha_2$ можно пренебречь.

Для топок с жидким шлакоудалением в зоне ошипованных экранов

$$\frac{\delta_{зл}}{\lambda_{зл}} = \frac{\delta_{ж.ш}}{\lambda_{ж.ш}} + \frac{\delta_{т.ш}}{\lambda_{т.ш}} + \frac{\delta_{обм}}{\lambda_{обм}}, \tag{6-16}$$

где $\delta_{ж.ш}$, $\delta_{т.ш}$, $\delta_{обм}$ и $\lambda_{ж.ш}$, $\lambda_{т.ш}$, $\lambda_{обм}$ — толщины, м, и коэффициенты теплопроводности, Вт/(м·К), слоев жидкого и твердого шлака, а также слоя огнеупорной обмазки на экранных трубах с учетом металлических шипов.

Величина $\delta_{ж.ш}$ оценивается исходя из свойств шлака и значения падающего на экран потока излучения, который может быть определен из решения системы зональных уравнений теплового баланса. В результате представляется возможным методом последовательных приближений уточнить значения потоков результирующего излучения и толщину пленки жидкого шлака для различных зон ошипованного экрана.

Величина $\delta_{т.ш}$ в значительной мере изменяется в зависимости от температуры плавления шлака и условий теплообмена. При этом, например, при недостаточной температуре топочных газов на поду и на стенках предтопка возможно накопление значительного слоя тугоплавкой фазы шлака. Поэтому целесообразно температуру плавления шлака $T_{пл}$ и коэффициент теплопередачи через пленку жидкого шлака задавать при расчетах теплообмена, исходя из свойств минеральной части сжигаемого топлива. Тогда выражение для плотности результирующего теплового потока через покрытый шлаком участок ошипованного экрана к пароводяной смеси в трубах можно записать в виде

$$q_{j\,т.п} = \frac{T_{пл} - T_j}{\delta_{ж.ш}/\lambda_{ж.ш}} = \frac{T_{п.см} - T_{пл}}{\delta_{т.ш}/\lambda_{т.ш} + \delta_{обм}/\lambda_{обм} + \delta_{н}/\lambda_{н} + 1/\alpha_2}, \tag{6-17}$$

где $T_{п.см}$ — температура пароводяной смеси в трубах на участке j-й поверхностной зоны экрана, К.

Следует заметить, что после определения (в результате решения системы зональных уравнений теплового баланса) температур объемных и поверхностных зон и результирующих потоков на поверхностях экранов равенство (6-17) может быть использовано для последующей оценки толщины слоя твердого шлака на различных участках экранов.

Внутреннее тепловыделение в объемных зонах определяется по формуле

$$Q_j = \Delta B_j Q^{\text{р}}_{\text{низш}} + \sum_v v_{0jr} c_{0jr} t_{0r}, \qquad (6\text{-}18)$$

где ΔB_j — количество топлива, выгоревшего в пределах объемной зоны j, кг/с; $Q^{\text{р}}_{\text{низш}}$ — теплота сгорания топлива, Дж/кг; v_{0jr} — количество переносимого извне компонента r с известной температурой t_{0r} в j-ю зону топки, кг/с или м^3/с; c_{0r} — средняя удельная теплоемкость компонента r при температуре t_{0r}, Дж/(кг·К) или Дж/(м^3·К).

В качестве компонента r, переносимого извне в j-ю зону объема топки, могут быть топливо, воздух, продукты сгорания. При замкнутой системе пылеприготовления необходимо учитывать также влагу топлива.

Количество топлива, выгоревшего в каждой j-й объемной зоне, ΔB_j определяется на основании имеющихся экспериментальных данных, рекомендаций нормативного метода теплового расчета котельных агрегатов [56] и теоретических расчетов процесса горения топлива [13, 42].

Для поверхностных зон в области испарительных экранов и пароперегревателя величина Q_j определяется как произведение коэффициента теплопередачи к нагреваемой среде (через слой загрязнений, металлическую стенку и слой накипи), площади поверхностной зоны F_j и температуры нагреваемой среды.

В результате решения приведенных выше систем уравнений определяются температуры во всех объемных и поверхностных зонах топки. Температуры объемных зон характеризуют трехмерные температурные поля в объеме топочной камеры, а температуры поверхностных зон — распределение температуры по наружной поверхности слоя загрязнений на экранных трубах и пароперегревателе.

На основании полученных таким образом данных несложно определить распределение по объему топки и тепловоспринимающим поверхностям нагрева всех интересующих нас видов потока излучения.

Поток результирующего излучения между двумя произвольными зонами j и i в общем случае может быть определен из выражения

$$Q_{\text{рез}\, ji} = a_{ij} T_i^4 - a_{ji} T_j^4, \qquad (6\text{-}19)$$

в котором коэффициенты радиационного обмена между зонами a_i и a_{ji} определяются по формулам (6-7) и (6-8). Суммарный поток результирующего излучения для зоны j, складывающийся из потоков результирующего излучения между этой зоной j и всеми остальными зонами топки i, несложно определить по формуле

$$Q_{\text{рез}\, j} = \sum_i^{m+n} Q_{\text{рез}\, ji} = \sum_i^{m+n} \left(a_{ij} T_i^4 - a_{ji} T_j^4\right). \qquad (6\text{-}20)$$

Плотность теплового потока, переносимого в процессе конвективного теплообмена между соседними зонами, рассчитывается по формуле

$$q_{\text{конв}\, j} = \alpha_{\text{конв}\, j} (T_i - T_j), \qquad (6\text{-}21)$$

где $\alpha_{\text{конв}\, j}$ — коэффициент теплоотдачи конвекцией, Вт/(м^2·К); T_i — температура объемной зоны i, находящейся в контакте с поверхностной зоной j, имеющей температуру T_j.

При расчетах теплообмена в топках очень важно также знать продольный поток результирующего излучения, проходящий через поперечное сечение топки $Q_{\text{рез. прод}}$ в различных зонах по ее высоте. Эта величина легко определяется из равенства

$$Q_{\text{рез. прод}} = \sum_{j^*} \sum_{i^*} \left(a_{i^* j^*} T_{i^*}^4 - a_{j^* i^*} T_{j^*}^4 \right), \qquad (6\text{-}22)$$

в котором индексом i^* обозначены зоны, расположенные по одну сторону от рассматриваемого поперечного сечения топки, а индексом j^* — зоны, расположенные по другую сторону этого поперечного сечения.

При расчетах теплообмена, помимо данных о потоке падающего излучения, необходимо располагать также данными о потоках эффективного и результирующего излучения на всех поверхностях, ограничивающих объем топки, т. е. во всех поверхностных зонах, для которых проводятся расчеты.

Поток теплового излучения, падающий на j-ю поверхностную зону, можно вычислить по формуле

$$Q_{\text{пад}\, j} = \frac{Q_{\text{погл}\, j}}{a_j} = \frac{1}{a_j} \sum_{i}^{m+n} a_{ij} T_i^4, \quad i \neq j. \qquad (6\text{-}23)$$

Поток эффективного излучения для j-й поверхностной зоны равен

$$Q_{\text{эф}\, j} = \sum_{i}^{m+n} a_{ij} T_j^4 + Q_{\text{пад}\, j} (1 - a_j), \quad i \neq j. \qquad (6\text{-}24)$$

Учитывая выражение (6-23), можем написать

$$Q_{\text{эф}\, j} = \sum_{i}^{m+n} a_{ij} T_j^4 + \left(\frac{1}{a_j} - 1 \right) \sum_{i}^{m+n} a_{ij} T_i^4; \quad i \neq j. \qquad (6\text{-}25)$$

Первый член в этом равенстве определяет поток собственного излучения поверхностной зоны j, а второй член — отраженный этой поверхностной зоной поток излучения.

Поток результирующего излучения для поверхностной зоны j определяется из равенства

$$Q_{\text{рез}\, j} = Q_{\text{погл}\, j} - Q_{\text{соб}\, j} = Q_{\text{пад}\, j} - Q_{\text{эф}\, j} =$$
$$= \sum_{i}^{m+n} a_{ij} T_i^4 - \sum_{j}^{m+n} a_{ji} T_j^4, \quad i \neq j. \qquad (6\text{-}26)$$

По величинам $Q_{\text{рез}\, j}$ и $Q_{\text{пад}\, j}$ несложно найти коэффициент тепловой эффективности экранов в различных зонах топочной камеры,

т. е. для различных поверхностных зон j:

$$\psi_j = \frac{Q_{\text{рез}\,j}}{Q_{\text{пад}\,j}} = \frac{\sum_i^{m+n} a_{ij}T_i^4 - \sum_i^{m+n} a_{ji}T_j^4}{\frac{1}{A_j}\sum_i^{m+n} a_{ij}T_i^4} =$$

$$= a_j\left(1 - \frac{\sum_i^{m+n} a_{ji}T_j^4}{\sum_i^{m+n} a_{ij}T_i^4}\right), \quad i \neq j. \qquad (6\text{-}27)$$

В тех случаях, когда располагаем независимыми опытными данными о величинах ψ_j и a_j для тех или иных зон экранных поверхностей нагрева, эти данные могут быть использованы для уточнения решений зональных уравнений путем определения ожидаемого значения соотношения

$$\frac{\sum_i^{m+n} a_{ji}T_j^4}{\sum_i^{m+n} a_{ij}T_i^4} = 1 - \frac{\psi_j}{a_j}, \quad i \neq j. \qquad (6\text{-}28)$$

На основании полученных расчетных данных можно рассчитать плотность теплового потока, проходящего через слой золовых отложений на экранных трубах в различных поверхностных зонах j топочной камеры:

$$q_j = k\,(T_j - T_{\text{п. см}}). \qquad (6\text{-}29)$$

Рассмотренная модель зонального теплообмена в топке котлоагрегатов включает в себя в качестве основных исходных данных спектральные радиационные характеристики всех объемных и поверхностных зон топки. Эти величины устанавливаются на основании данных экспериментальных исследований спектральных радиационных свойств пламени и продуктов сгорания, а также загрязненных тепловоспринимающих поверхностей нагрева в диапазоне длин волн излучения, характерном для условий теплообмена в топках.

6-4. ЛОКАЛЬНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В ТОПКЕ КОТЛОАГРЕГАТА БКЗ-320-140 ПТ

Исходные данные. По изложенной выше методике были проведены расчеты [58, 48] локального теплообмена в топке котлоагрегата БКЗ-320-140 ПТ с жидким шлакоудалением. Топочная камера полуоткрытого типа объемом 1385 м^3 была разбита на 40 зон. По высоте они располагались в 7 ярусах, каждый из которых состоял из двух объемных (пристенная и центральная) и трех поверхностных (боковой, фронтовой и задний экраны) зон. С учетом

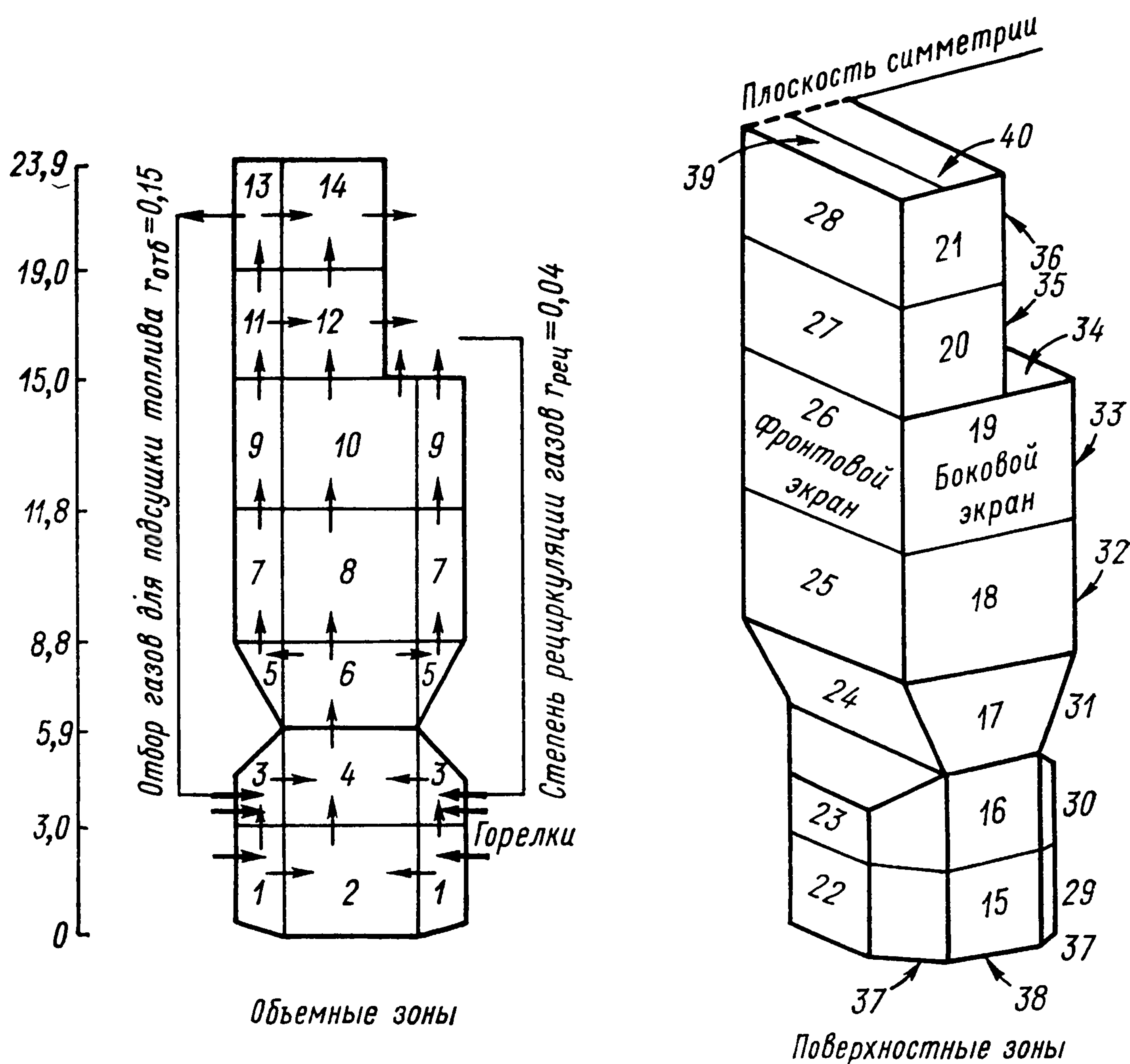


Рис. 6-1. Схема разделения топочной камеры на объемные и поверхностные зоны

потолочных экранов, пароперегревателя и подовых ошипованных экранов топочная камера, таким образом, разбивалась на 26 поверхностных и 14 объемных зон. Схема расположения всех этих зон показана на рис. 6-1.

При расчетах принималось: нагрузка агрегата $D = 300$ т/ч; коэффициент избытка воздуха $\alpha = 1,2$; температура подогрева воздуха $t_{возд} = 320$ °С; степень рециркуляции дымовых газов $r = 0,04$; отбор газов на сушку топлива $r_{отб} = 0,15$.

Учитывалась неравномерность распределения теплового сопротивления загрязнений по высоте камеры охлаждения в соответствии с методом [56]. При этом среднее значение теплового сопротивления загрязнений принималось равным 0,0034 (м^2·К)/Вт, а в верхней и нижней частях камеры охлаждения — соответственно ниже и выше на 10 %. По методу [56] учитывалась также неравномерность распределения присосов воздуха по высоте топки при общем присосе, равном 0,05. Распределение выгорания топлива по высоте топки определялось по данным [13, 42, 56].

Необходимые для расчетов теплообмена значения спектральной степени черноты пламени принимались по данным непосредственных измерений, результаты которых были изложены в главе пятой. На основании этих данных была установлена зависимость степени черноты пламени от длины волны излучения λ в области значений

$\lambda \leqslant 5$ мкм. Для более высоких значений λ спектральная степень черноты пламени рассчитывалась на основании данных об излучении газов и твердой дисперсной фазы факела. Спектральная степень черноты газов определялась при этом по работе [45].

Расчет теплообмена проводился для области длин волн излучения от 0,875 до 10 мкм, характерной для условий теплообмена в топках. Для учета основных особенностей спектра излучения пламени и поверхностей нагрева указанная область спектра разбивалась на 22 спектральных интервала: 16 интервалов размером $\Delta\lambda = 0{,}25$ мкм в диапазоне от 0,875 до 4,875 мкм, 2 интервала размером $\Delta\lambda = 0{,}45$ мкм в диапазоне от 4,875 до 6 мкм и 4 интервала размером $\Delta\lambda = 1$ мкм в диапазоне от 6 до 10 мкм.

Характеристики теплообмена в топке при сжигании березовского угля.

Спектральная структура потоков излучения. Наиболее полное представление об условиях теплообмена излучением дает распределение по тепловоспринимающим поверхностям нагрева основных видов потоков излучения: падающего $q_{пад}(\lambda)$, эффективного $q_{эф}(\lambda)$ и результирующего $q_{рез}(\lambda)$. На рис. 6-2 показаны спектральные распределения плотности этих потоков в различных зонах по высоте бокового экрана топки. Из рисунка видно, что наибольшей селективностью обладает поток результирующего излучения. Как в камере горения, так и в камере охлаждения величина $q_{рез}(\lambda)$ имеет три четко выраженных максимума при длинах волн 1,75, 2,75 и 4,25 мкм, совпадающих с полосами поглощения топочных газов. Эти же максимумы являются характерными и для потока падающего излучения $q_{пад}(\lambda)$ в камере охлаждения. Исчезновение пика при $\lambda = 4{,}25$ мкм и усиление его при $\lambda = 1{,}75$ мкм при переходе от камеры охлаждения к камере горения обусловлено более высокими температурой и степенью черноты пламени при длине волны излучения 1,75 мкм для камеры горения.

Спектральный состав потока падающего излучения в значительной мере зависит от температуры и спектральной степени черноты пламени. Определенное влияние на него оказывает также селективный характер излучения загрязненных поверхностей нагрева в камере охлаждения. В камере горения излучение пленки жидкого шлака не оказывает заметного влияния на спектральную структуру потока падающего излучения $q_{пад}(\lambda)$.

Установленное по изложенной методике спектральное распределение плотности потока падающего излучения как в камере горения, так и в камере охлаждения хорошо согласуется с данными непосредственных измерений на указанном котлоагрегате. Последнее наглядно иллюстрируется данными, приведенными на рис. 6-3, относящимися к боковому экрану топки. Экспериментальные значения $q_{пад}(\lambda)$ соответствуют здесь локальным значениям потока падающего излучения, установленным при исследовании теплообмена в топке. Расчетные величины представляют собой значения $q_{пад}(\lambda)$, осредненные по площадям соответствующих поверхностных зон экрана. Следует заметить, что в спектре

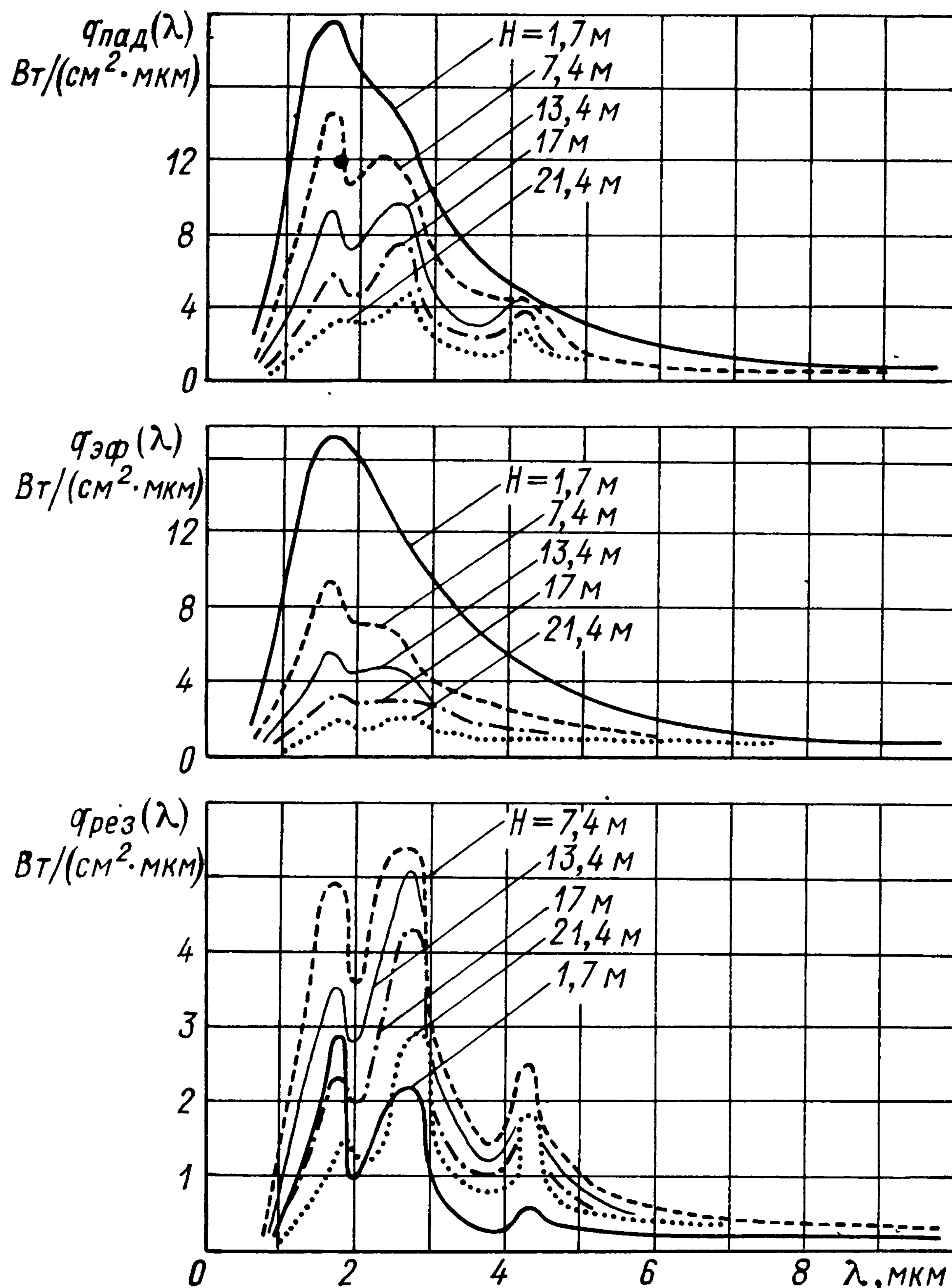


Рис. 6-2. Спектральная структура потоков излучения: падающего $q_{пад}(\lambda)$, эффективного $q_{эф}(\lambda)$ и результирующего $q_{рез}(\lambda)$

падающего излучения, полученном экспериментально для камер горения и охлаждения, в области значений $\lambda=2\ldots2{,}25$ мкм наблюдается локальный минимум. В расчетах этот эффект выявлен в значительно более слабой мере.

Выполненные расчеты показали, что плотность потока падающего излучения для бокового экрана является более высокой, чем для соответствующих зон фронтового экрана, расположенных на одинаковой высоте. Так, интегральное по спектру значение плотности потока падающего излучения для фронтового экрана в камере горения примерно на 15 % ниже, чем для бокового экрана. Для камеры охлаждения различия получаются не столь высокими. Здесь интегральный по спектру поток падающего излучения для фронтового экрана примерно на 5 % ниже, чем для бокового.

Это снижение определяется соответствующим снижением спектральных величин $q_{пад}(\lambda)$, связанным с уменьшением оптической

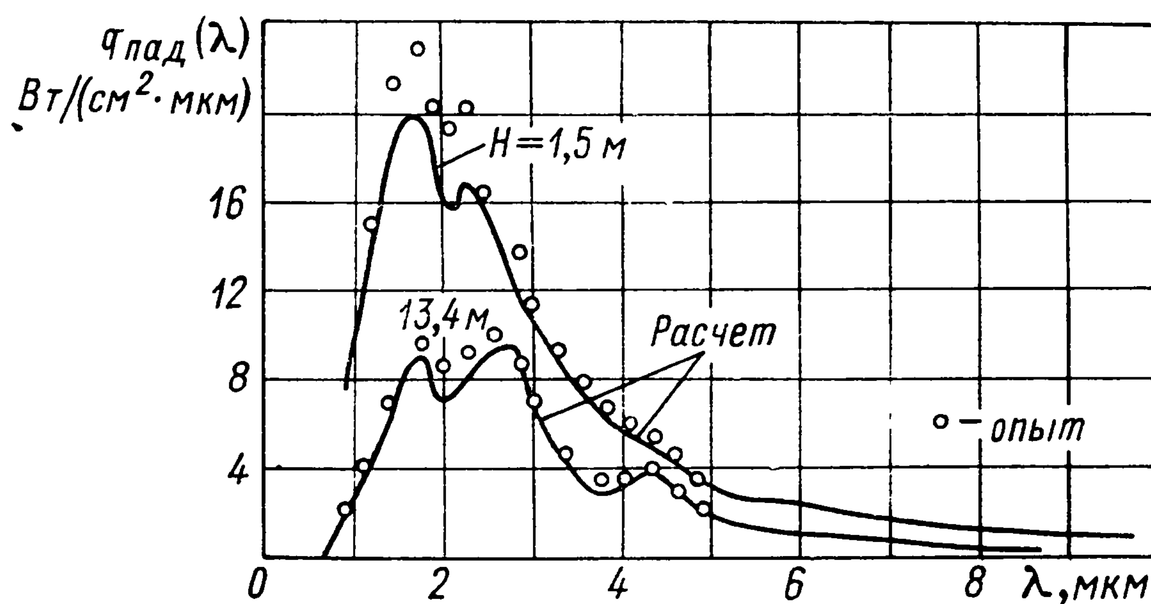


Рис. 6-3. Сопоставление расчетных и опытных значений $q_{пад}(\lambda)$ для бокового экрана

толщины слоя для условий излучения факела на фронтовой экран по сравнению с оптической толщиной слоя для бокового экрана. В той области спектра, где спектральная степень черноты факела невелика ($\lambda \approx 1$ мкм), снижение составляет примерно 12 % для камеры горения и 1 % для камеры охлаждения. В спектральном интервале с оптически плотной средой ($\lambda \approx 2,75$ мкм) это снижение составляет 16 % для камеры горения и 8 % для камеры охлаждения. Что же касается характера спектрального распределения плотности потока падающего излучения, то он примерно одинаков как для бокового, так и для фронтового экрана.

Спектральная структура потока эффективного излучения экранов $q_{эф}(\lambda)$ зависит от радиационных свойств и температуры наружной поверхности слоя загрязнений и спектрального состава падающего излучения. В камере горения величина $q_{эф}(\lambda)$ почти целиком определяется собственным излучением пленки жидкого шлака. В камере охлаждения собственное излучение слоя загрязнений существенно влияет на величину $q_{эф}(\lambda)$ лишь в области спектра $\lambda > 3$ мкм. В более коротковолновой области спектра величина $q_{эф}(\lambda)$ в основном определяется спектральным составом отраженного излучения, который, в свою очередь, зависит от спектрального состава падающего излучения и спектральной отражательной способности загрязненных экранов.

Сравнивая между собой распределения плотностей спектральных потоков падающего и отраженного излучения, можно заметить, что в потоке отраженного излучения существенно возрастают пики в коротковолновой части спектра и сглаживаются в длинноволновой. При этом резкий пик в отраженном излучении при $\lambda = 1,75$ мкм можно объяснить наличием в этой области спектра одной из полос поглощения H_2O и высокой спектральной отражательной способностью золовых отложений.

В то же время при $\lambda = 2,75$ мкм и $\lambda = 4,3$ мкм пики в отраженном излучении практически отсутствуют, несмотря на то, что в падающем излучении они являются довольно существенными в связи с излучением CO_2 в этих полосах. Это обусловлено, по всей вероятности, снижением спектральной отражательной способности

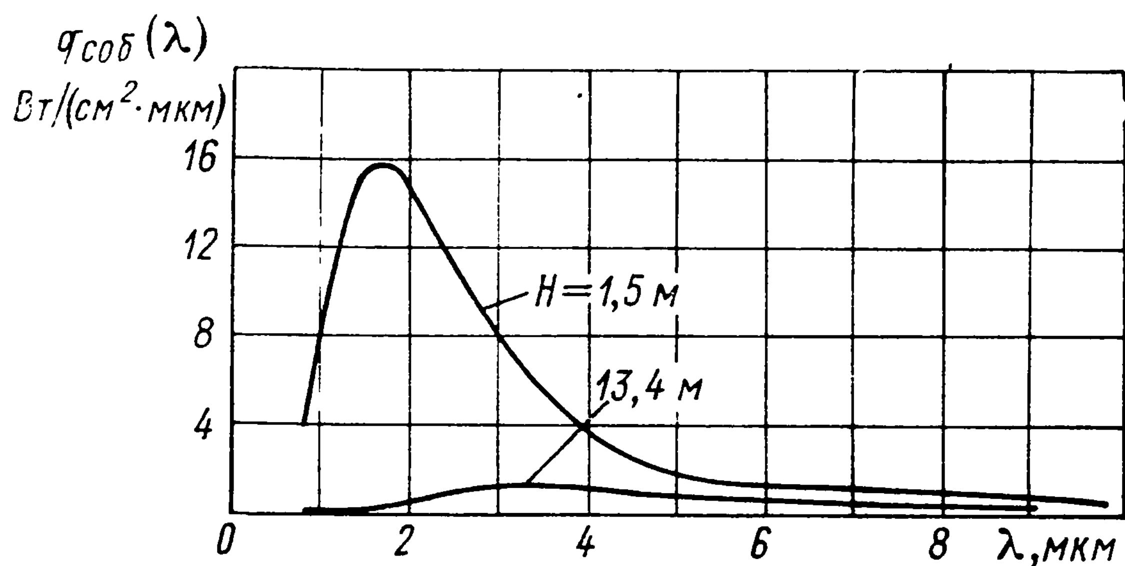


Рис. 6-4. Спектральное распределение потока собственного излучения бокового экрана $q_{соб}(\lambda)$ в камере горения (H = 1,5 м) и камере охлаждения (H = 13,4 м)

загрязнений в длинноволновой области спектра. Действительно, в пределах точности имеющихся опытных данных отражательная способность загрязненной стенки уменьшается от значения 0,53 при λ = 2 мкм до значения 0,11 при λ = 4,5 мкм.

Спектральная структура потока результирующего излучения $q_{рез}(\lambda)$ характеризуется высокой степенью селективности во всех зонах по высоте топки как в камере горения, так и в камере охлаждения. Наблюдаются резко выраженные максимумы, расположенные в областях полос поглощения трехатомных газов CO_2 и H_2O. Заметное снижение значений $q_{рез}(\lambda)$ при переходе от камеры охлаждения к камере горения связано с тем, что в камере горения потоки собственного излучения экранов достигают наиболее высоких значений вследствие высокой температуры пленки жидкого шлака.

Спектральная структура потоков отраженного $q_{отр}(\lambda)$ и поглощенного $q_{погл}(\lambda)$ излучения определяется спектральным составом потока падающего излучения $q_{пад}(\lambda)$ и спектральными радиационными характеристиками тепловоспринимающих поверхностей нагрева. Плотность потока отраженного излучения существенно изменяется при переходе от камеры горения к камере охлаждения. Так, при λ = 1,75 мкм плотность потока отраженного излучения является значительно более низкой в камере горения, чем в камере охлаждения, несмотря на существенно более высокий уровень плотности потока падающего излучения в камере горения. Последнее обусловливается тем, что в данной области спектра пленка жидкого шлака на экранах в камере горения имеет значительно более низкую спектральную отражательную способность, чем слой твердых золовых отложений на экранах в камере охлаждения.

Заметные различия наблюдаются также в спектральном составе поглощенного излучения в камерах горения и охлаждения. В камере горения большая часть поглощенной энергии приходится на коротковолновую область спектра, в то время как в камере охлаждения наиболее существенным является поглощение в длинноволновой части спектра.

Характерные особенности имеет также спектральный состав потока собственного излучения загрязненных экранов $q_{соб}(\lambda)$. Из приведенных на рис. 6-4 данных видно, что, как и следовало ожидать, в спектре собственного излучения отсутствуют локальные максимумы и минимумы, характерные для потоков падающего и эффективного излучения. Спектральный состав собственного излучения определяется здесь температурой и спектральной степенью черноты слоя загрязнений на экранных трубах.

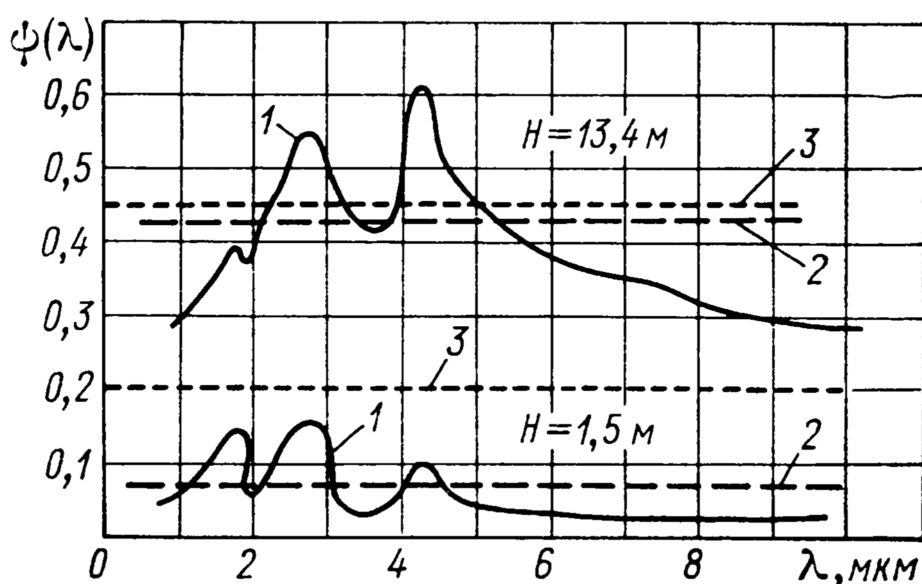


Рис. 6-5. Спектральное распределение коэффициента тепловой эффективности экранов в камере горения ($H = 1{,}5$ м) и камере охлаждения ($H = 13{,}4$ м)

1 — спектральный коэффициент тепловой эффективности (расчет); *2* — интегральный коэффициент тепловой эффективности (расчет); *3* — по нормативному методу [56]

Экстремальный характер зависимости плотности потока собственного излучения от длины волны λ наиболее резко выражен для экранов в камере горения. Здесь максимум достигается при $\lambda \approx \approx 2$ мкм, в то время как для камеры охлаждения он располагается в более длинноволновой области спектра, при $\lambda \approx 3{,}5$ мкм. Относительно высокие значения плотности потока собственного излучения экранов в коротковолновой части спектра, характерные для камеры горения, объясняются более высокими значениями температуры, а также более высокой спектральной степенью черноты пленки жидкого шлака в этой области спектра.

Коэффициент тепловой эффективности экранов. Из приведенных данных несложно определить также спектральное распределение для коэффициента тепловой эффективности экранов $\psi(\lambda) = = q_{рез}(\lambda)/q_{пад}(\lambda)$. На рис. 6-5 в качестве примера представлены зависимости $\psi(\lambda)$ для камер горения ($H = 1{,}5$ м) и охлаждения ($H = 13{,}4$ м). Из рисунка видно, что коэффициент тепловой эффективности экранов существенно изменяется с изменением длины волны излучения.

Максимумы $\psi(\lambda)$ соответствуют таким спектральным областям, в которых спектральная степень черноты пламени близка к единице и оно излучает как абсолютно черное тело. Наиболее низкой тепловой эффективностью экраны обладают в областях спектра с низкой спектральной степенью черноты пламени. В длинноволновой области спектра при значениях $\lambda \geqslant 4{,}3$ мкм спектральный коэффициент тепловой эффективности экранов $\psi(\lambda)$ монотонно уменьшается с увеличением длины волны излучения. В этой области он достигает своих наиболее низких значений.

Характер изменения в зависимости от λ спектрального коэффициента тепловой эффективности экранов примерно одинаков для камер горения и охлаждения. Однако, как и следовало ожидать,

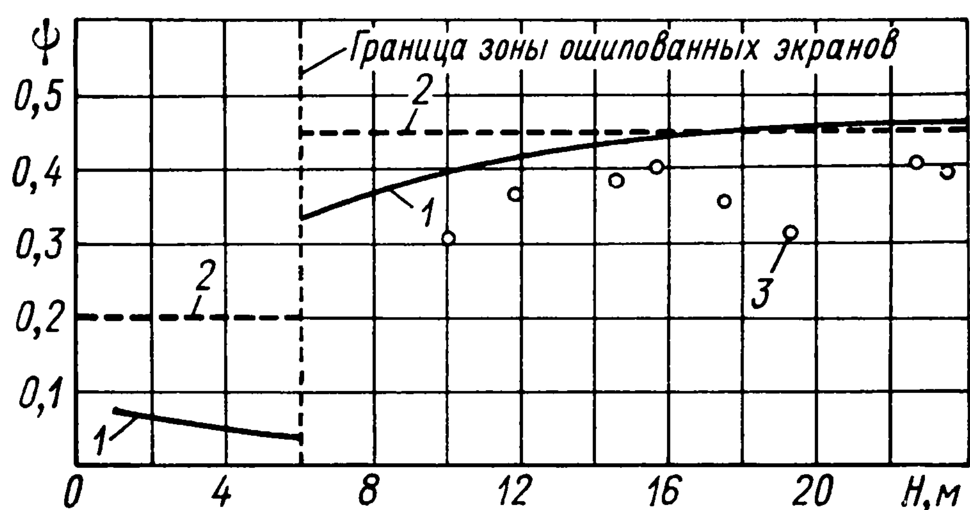


Рис. 6-6. Изменение коэффициента тепловой эффективности экранов по высоте топки

1 — результаты зонального расчета; 2 — по нормативному методу [56]; 3 — измерения с помощью термозонда

для камеры горения с ошипованными и покрытыми обмазкой экранами, по которым стекает пленка жидкого шлака, величина ψ (λ) имеет значительно более низкие значения, чем для камеры охлаждения.

Таким образом, эффективность тепловой работы экранов в различных областях спектра разная. Этот результат необходимо учитывать в расчетах теплообмена. Средние по спектру значения коэффициента тепловой эффективности экранов в указанных на рис. 6-5 зонах составляют соответственно 0,07 для камеры горения и 0,43 для камеры охлаждения. Они показаны штриховыми линиями 2. Здесь же приведено значение ψ по нормативному методу [56] для камер горения и охлаждения. Расчетное значение ψ хорошо согласуется с нормативным для камеры охлаждения и является существенно более низким, чем нормативное, для камеры горения.

На рис. 6-6 показано, как изменяется коэффициент тепловой эффективности экранов по высоте топочной камеры. Некоторое увеличение ψ в конце камеры охлаждения связано с принятым для расчетов распределением теплового сопротивления слоя золовых отложений по высоте топки. Заметим при этом, что значения коэффициентов тепловой эффективности для фронтового экрана оказались примерно на 3—6 % более высокими, чем для одинаково расположенных зон бокового экрана.

Продольный поток излучения. На условия теплообмена в топке существенно влияет также продольный поток излучения $q_{\text{рез. прод}}$, который переносится через поперечное сечение топки в различных зонах по ее высоте. Аналогичная величина используется и в позонном методе расчета [56] для характеристики переноса энергии излучения между соседними объемными зонами по высоте топки ψ' и ψ''.

Этот поток зависит от характера температурного поля топки и изменения спектральной степени черноты пламени по высоте топочной камеры. На рис. 6-7 приведены данные об изменении величины $q_{\text{рез. прод}}$ по высоте топки. Наибольшего значения плотность этого потока достигает в пережиме, отделяющем камеру горения от камеры охлаждения. Второй максимум наблюдается в верхней части камеры охлаждения. По абсолютному значению плотность потока результирующего излучения в продольном направлении в ряде зон по высоте топки является соизмеримой с плотностью потока результирующего излучения на поверхностях экранов.

По своему спектральному составу этот поток, как и другие рас-

смотренные выше виды потоков излучения, является существенно неоднородным. Наибольший поток переносится в продольном направлении в области спектра от 1,5 до 2,25 мкм. В более длинноволновой области спектра (при $\lambda > 5$ мкм) в продольном направлении переносится значительно меньше энергии излучения.

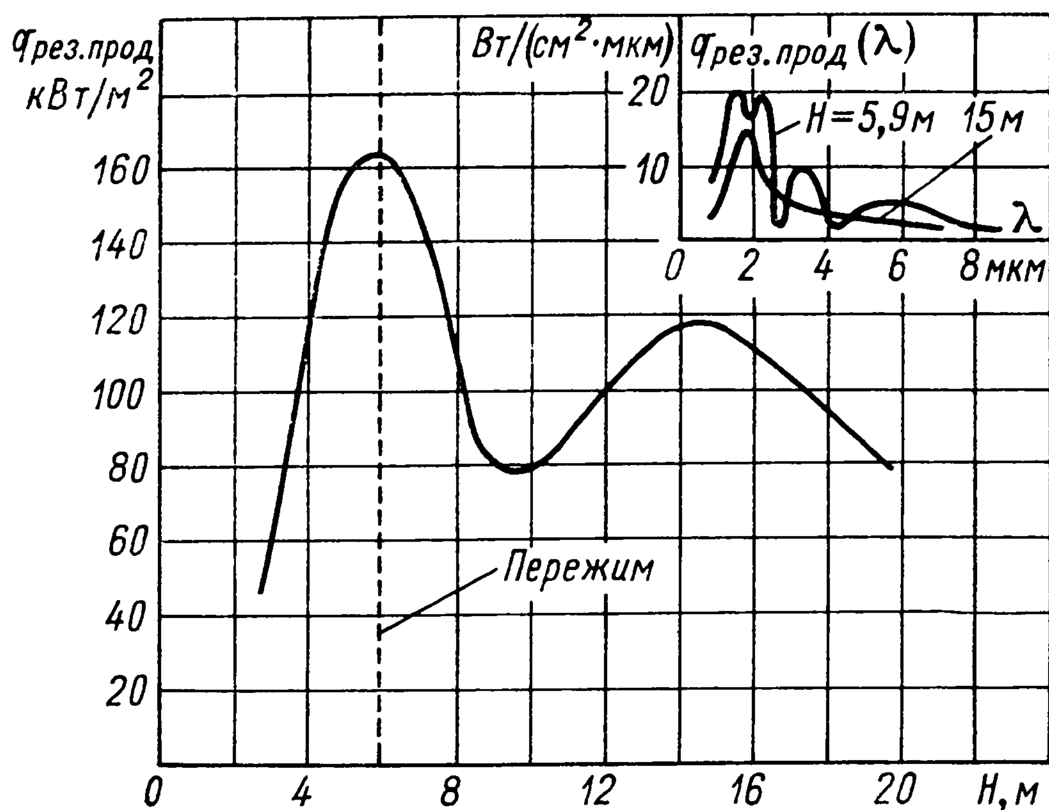


Рис. 6-7. Поток результирующего излучения в продольном направлении

Следует отметить значительное экранирующее влияние топочной среды на условия переноса излучения в продольном направлении в спектральных интервалах с высокой степенью черноты пламени.

Плотность интегральных потоков излучения на поверхностях экранов. По приведенным выше спектральным данным были установлены также интегральные значения плотности потоков падающего и результирующего излучения на экранных поверхностях нагрева в различных зонах по высоте топочной камеры. Результаты расчетов представлены на рис. 6-8. Здесь приведены два варианта расчета: для реальных селективно-излучающих и поглощающих пламени и поверхностей нагрева и для «серой» модели, в которой пламя и экраны рассматриваются как серые тела.

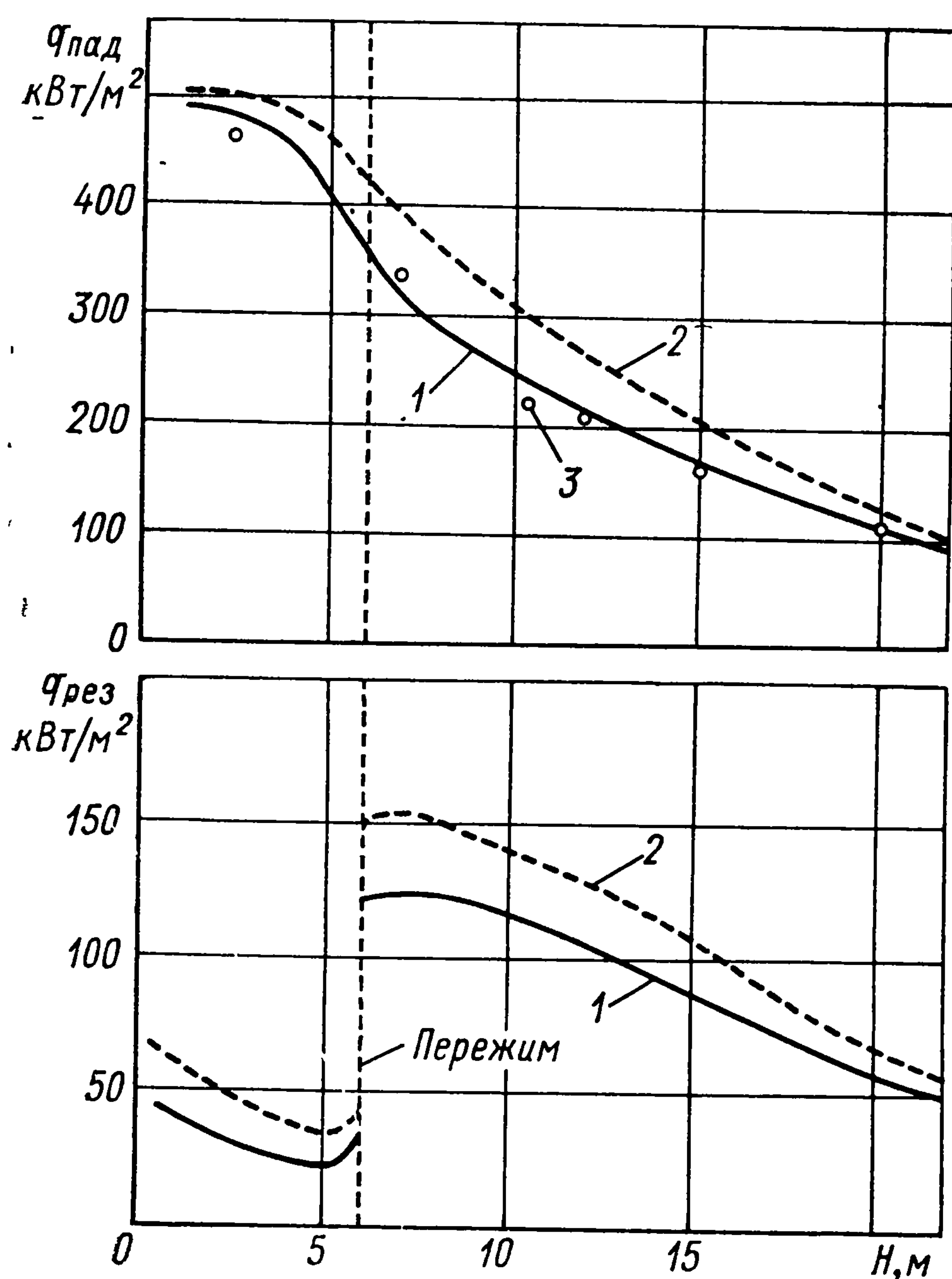


Рис. 6-8. Интегральные плотности потоков падающего и результирующего излучения на поверхностях экранов

1 — расчет по реальному селективному спектру; 2 — расчет по «серой» модели; 3 — опытные данные

Значения интегральных радиационных характеристик для «серой» модели определялись как средние планковские путем интегрирования спектральных радиационных характеристик по спектру излуче-

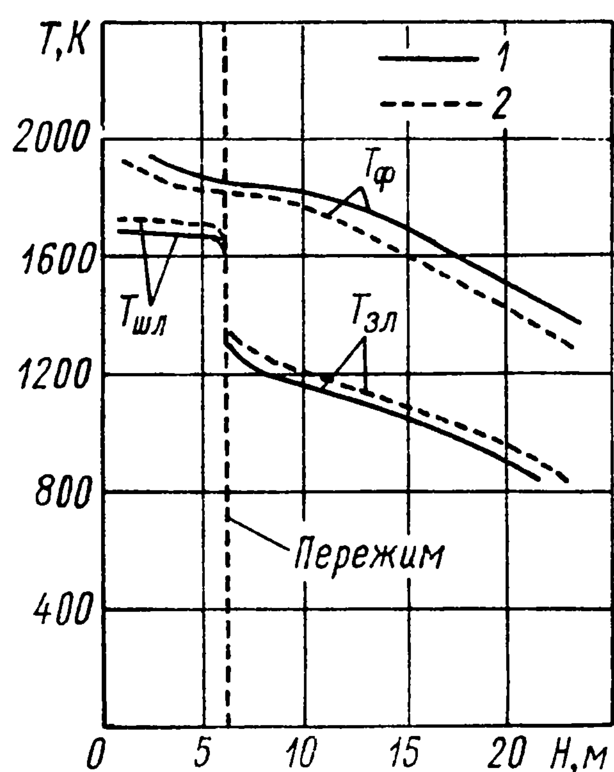


Рис. 6-9. Температура пламени $T_ф$ и слоя загрязнений на экранах $T_{зл}$

1 — расчет по реальному селективному спектру: *2* — расчет по «серой» модели

ния абсолютно черного тела. Из рисунка видно, что использование при расчетах теплообмена «серой» модели приводит к завышению значений плотности потоков падающего и результирующего излучения как в камере горения, так и в камере охлаждения. Сопоставление результатов расчета по реальным селективным радиационным характеристикам с непосредственными опытными данными показывает хорошее согласование значений плотности потока падающего излучения как в камере горения, так и в камере охлаждения.

Приведенные данные относятся к боковому экрану топочной камеры. Для фронтового экрана характерными являются более низкие значения величины $q_{пад}$ во всех зонах по высоте топки. Для камеры горения это снижение составляет примерно 15 %, а для камеры охлаждения (H = 13,4 м) — всего 5 %. Снижение значения $q_{пад}$ связано с соответствующим снижением спектральных величин $q_{пад}$ (λ), обусловленным, как уже отмечалось ранее, уменьшением оптической толщины слоя топочной среды, различным в разных областях спектра.

Температура пламени и наружной поверхности загрязнений на экранных трубах. На рис. 6-9 показано, как изменяется по высоте температура пламени в центре топки $T_ф$, температура поверхности слоя загрязнений в камере охлаждения $T_{зл}$ и температура пленки жидкого шлака в камере горения $T_{шл}$. Как и для потоков $q_{пад}$ и $q_{рез}$, здесь представлены два варианта расчета: по реальному селективному спектру пламени и поверхностей нагрева и по «серой» модели. Из рисунка видно, что влияние селективных свойств среды и тепловоспринимающих поверхностей по-разному сказывается на величинах $T_ф$, $T_{зл}$ и $T_{шл}$. При расчете по «серой» модели занижаем температуру пламени $T_ф$ и завышаем температуры поверхности загрязнений в камере охлаждения $T_{зл}$ и пленки жидкого шлака $T_{шл}$ в камере горения.

Такое изменение величин $T_ф$, $T_{зл}$ и $T_{шл}$ в зависимости от того, учитываем или не учитываем селективность пламени и поверхностей нагрева при расчетах теплообмена в топке, хорошо согласуется с соответствующим изменением значений плотности потоков падающего $q_{пад}$ и результирующего $q_{рез}$ излучения.

Температура газов на выходе из топки. По приведенным данным были проведены расчеты по зональной методике средней температуры газов на выходе из топки $T''_т$ применительно к четырем различным моделям радиационных свойств пламени и экранных поверхностей нагрева.

Первая модель представляет собой реальные селективные свойства пламени и тепловоспринимающих поверхностей нагрева. Во второй модели учитываются реальные селективные свойства только пламени, а экраны предполагаются серыми. В третьей модели учитываются реальные селективные свойства только экранов, а пламя предполагается серым. Наконец, в четвертой модели как пламя, так и экраны принимаются серыми.

Проведенные расчеты показали, что определенная на основании первой модели температура газов на выходе из топки практически совпадает с температурой, установленной на основании измерений. Как и следовало ожидать, она превышает рассчитанную по нормативному методу [56] температуру $T''_т$ примерно на 80 К. Наиболее низкие значения температуры получаются при расчете по «серой», четвертой, модели. В этом случае рассчитанная температура заметно отличается от опытной и практически совпадает с рассчитанной по методу [56].

Сравнивая между собой результаты расчетов для второй и третьей моделей, несложно заметить, что допщуение о серости пламени приводит к более высоким значениям $T''_т$, близким к реальным, чем допщуение о серости тепловоспринимающих поверхностей нагрева, при котором рассчитанная таким образом температура $T''_т$ заметно отклоняется от измеренной и близка к рассчитанной по методу [56]. Для второй модели расчет приводит к значениям $T''_т$, превышающим данные расчета по методу [56] примерно на 70 К, в то время как для третьей модели превышение составляет всего 30 К.

Таким образом, если предположение о серости тепловоспринимающих поверхностей еще в какой-то мере допустимо, то предположение о серости пламени является совершенно недопустимым. И, конечно, совершенно недопустимо проведение расчетов по «серой» модели, когда пламя и тепловоспринимающие поверхности принимаются серыми. Эти обстоятельства необходимо учитывать при разработках и совершенствовании методов расчета теплообмена в топках.

Селективность излучения пламени и селективность излучения тепловоспринимающих поверхностей нагрева действуют в одном направлении — они приводят к ухудшению теплообмена в топке и соответствующему повышению температуры газов на выходе из топки $T''_т$.

Имеющиеся в настоящее время опытные данные о теплообмене в топках мощных котлоагрегатов показывают, что расчет по методу [56] приводит к более низким значениям $T''_т$, чем это следует из опыта. К таким же результатам приводит также зональный расчет по «серой», четвертой, модели.

Таким образом, расхождения между результатами расчета теплообмена в топке по методу [56] и опытными данными могут быть, в частности, объяснены также и тем обстоятельством, что в методе [56] недостаточно полно учитываются реальные селективные свой-

ства пламени и тепловоспринимающих поверхностей нагрева. Это, как уже отмечалось ранее, приводит к завышению при расчетах величины $q_{рез}$ и соответствующему занижению температуры газов на выходе из топки.

В то же время метод расчета теплообмена в топке с учетом реальных селективных свойств пламени и тепловоспринимающих поверхностей нагрева приводит к более высоким значениям $T''_т$, которые согласуются с непосредственными опытными данными.

Характеристики теплообмена в топке при сжигании ирша-бородинского угля. Аналогичные расчеты локального теплообмена были проведены также для условий сжигания ирша-бородинского угля в топке котлоагрегата БКЗ-320-140 ПТ. В отличие от данных расчетов для березовского угля, которые относятся к котлоагрегату с индивидуальной разомкнутой системой пылеприготовления, полученные здесь расчетные данные относятся к условиям работы котлоагрегата с замкнутой системой пылеприготовления. При расчетах все режимные параметры принимались такими же, как и для березовского угля.

Проведенные расчеты показали, что при некоторых различиях в абсолютных величинах спектральный состав всех видов радиационных потоков сохранился таким же, как и для березовского угля. Аналогичным осталось также изменение спектральных распределений по высоте топки.

Как и для березовского угля, расчет по «серой» модели приводит здесь к завышению значения плотности потока результирующего излучения на экранных поверхностях нагрева. Средняя величина этого завышения составляет для всей топочной камеры примерно 10 % по сравнению с расчетом по реальным селективным радиационным характеристикам пламени и поверхностей нагрева. Соответствующим образом занижается, как и для березовского угля, температура газов на выходе из топки по сравнению с имеющимися опытными данными. Расчет с учетом реальных селективных свойств теплового излучения пламени и поверхностей нагрева дает возможность определить температуру газов на выходе из топки, которая хорошо согласуется по значению с имеющимися опытными данными.

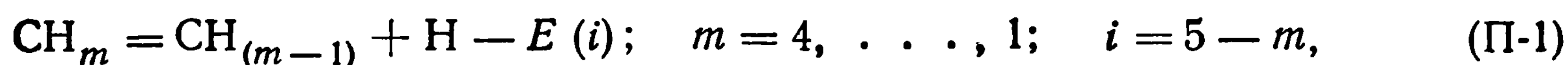
ПРИЛОЖЕНИЕ

КОНЦЕНТРАЦИЯ И ДИСПЕРСНЫЙ СОСТАВ ЧАСТИЦ САЖИ

Концентрация частиц. Как уже отмечалось выше, в главе четвертой, радиационные свойства пламени в сильной мере зависят от концентрации частиц сажи в факеле. Изучению этого вопроса посвящено много отечественных и зарубежных работ. Из них отметим работы Л. П. Гилязетдинова [16], В. Ф. Суровикина [54, 55], Х. Стэнли и А. Нэша [84], в которых рассмотрены многие вопросы кинетики и механизма образования сажи при термическом разложении углеводородов в газовой фазе. Тем не менее, до настоящего времени мы еще не располагаем достаточно надежной и физически обоснованной математической моделью процесса сажеобразования.

Ниже делается попытка представить некоторые элементы такой модели на примере термического разложения молекул метана. Принимается, что по мере увеличения температуры газа процесс сажеобразования проходит

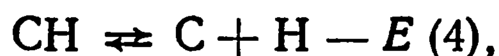
через ряд стадий образования и гибели промежуточных углеводородных радикалов. За основу принимается реакция вида



$$CH_m = CH_{(m-1)} + H - E(i); \quad m = 4, \ldots, 1; \quad i = 5 - m, \qquad (П\text{-}1)$$

где $E(i)$ — энергия связи атома водорода в соответствующих углеводородных соединениях. Этот процесс может проходить лишь при достижении газом определенной температуры T_i^*, которую будем называть критической температурой процесса дегидрогенизации углеводородных соединений. Катализатором в процессе энергетического разрыва связей С—Н является свободный атомарный углерод.

В условиях, когда температура газа $T \geqslant T_i^*$, по мере развития процесса происходит накопление в газовом объеме свободных атомов углерода. Процесс завершается реакцией



$$CH \rightleftarrows C + H - E(4),$$

в результате которой в газовом объеме устанавливается определенная концентрация свободных атомов углерода:

$$N_C = N_{CH_4}\left(\tau_3^- \tau_2^- \tau_1^- \tau_0^-\right)/\left(\tau_4^+ \tau_3^+ \tau_2^+ \tau_1^+\right), \qquad (П\text{-}2)$$

где τ_3^-, τ_2^-, τ_1^-, τ_0^- — среднее время свободного пробега радикалов CH_3, CH_2, CH и свободных атомов углерода С; τ_4^+, τ_3^+, τ_2^+, τ_1^+ — среднее время отрыва одного атома водорода от молекулы CH_4 и ее радикалов; N_{CH_4} — концентрация в газовом объеме молекул метана. Заметим, что величины $1/\tau_3^-$, $1/\tau_2^-$ и $1/\tau_1^-$ характеризуют вероятности гибели соответствующих углеводородных радикалов, а величины $1/\tau_3^+$, $1/\tau_2^+$ и $1/\tau_1^+$ — вероятности их зарождения. Естественно, что критерий сажеобразования $R = \left(\tau_3^- \tau_2^- \tau_1^-\right)/\left(\tau_3^+ \tau_2^+ \tau_1^+\right)$ характеризует при этом соотношение между вероятностями развития и обрыва процесса сажеобразования. Чем выше значение R, тем более вероятным и интенсивным будет процесс сажеобразования.

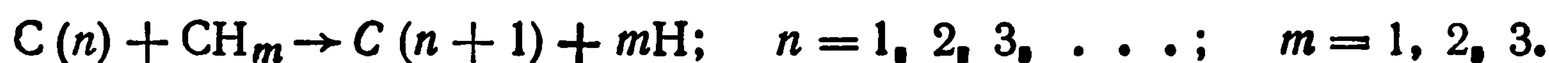
Процесс термического разложения углеводородов с образованием свободных атомов углерода представляет собой существенно неравновесный процесс, который может протекать лишь в том случае, если скорости зарождения радикалов превышают скорости их гибели. В этих условиях величины $\tau_4^\pm$, $\tau_3^\pm$, $\tau_2^\pm$, $\tau_1^\pm$ и τ_0^- можно рассматривать как соответствующие времена релаксации, т. е. как такие промежутки времени, за которые углеводородные радикалы и свободные атомы углерода переходят из одного равновесного состояния в другое. Например, величина τ_3^+ представляет собой время, за которое радикал CH_3 переходит в радикал CH_2, а величина τ_3^- — время, за которое радикал CH_3 переходит в молекулу CH_4.

Для свободных атомов углерода время релаксации τ_0^- представляет собой то время, за которое эти атомы переходят из свободного состояния в связанное. Этот отрезок времени является, по существу, временем жизни свободных атомов углерода. Если время релаксации τ_0^- для свободных атомов углерода велико по сравнению со временем релаксации промежуточных углеводородных радикалов, это означает, что радикалы, находящиеся в неравновесном состоянии, быстро переходят в равновесное состояние. В этих условиях неравновесность процесса проявляется лишь на стадии образования свободного атомарного углерода. Такой процесс рассматривается как квазиравновесный. В условиях, когда время релаксации τ_0^- мало по сравнению со временем релаксации радикалов, все промежуточные стадии процесса термического разложения углеводородных радикалов являются неравновесными и при расчетах необходимо учитывать соответствующие времена релаксации.

Скорости образования радикалов зависят от концентраций исходных углеводородных соединений и соответствующих значений времени релакса-

ции. При этом только для радикалов CH_3 скорость образования может быть принята постоянной и не зависящей от времени, так как число образующихся в единицу времени радикалов CH_3 пропорционально неизменной во времени объемной концентрации молекул метана CH_4. В этих условиях конечная стадия термического разложения углеводородов, в результате которой в газовый объем переходят атомы углерода, связана, как уже отмечалось выше, с энергетическим разрывом связи атомов водорода и углерода в радикале CH при значениях температуры газа $T \geqslant T_4^*$.

Находящиеся в газовом объеме свободные атомы углерода являются ядрами-зародышами сажевых частиц. Спонтанный рост этих ядер путем присоединения к ним атомов углерода в процессе взаимных столкновений, а также при столкновениях с другими многоуглеродными комплексами приводит к образованию системы углеродных комплексов, состоящих из различного числа n атомов углерода, в соответствии с реакциями вида



$$C(n) + CH_m \rightarrow C(n+1) + mH; \quad n = 1, 2, 3, \ldots; \quad m = 1, 2, 3.$$

Совокупность образовавшихся таким образом углеродных комплексов представляет собой полидисперсную систему сажевых частиц.

Скорость этого процесса определяется временем индукции $\tau_{инд}$, т. е. тем временем, за которое молекула CH_4 теряет все четыре атома водорода и переходит таким образом в свободный атом углерода. Как уже отмечалось выше, процесс может протекать лишь при условии, если температура газа $T \geqslant T_4^*$. За время $\tau = \tau_{инд}$ в газовом объеме устанавливается определенная концентрация углеродных комплексов, состоящих из n атомов углерода:

$$N_{Cn} = R\left[1 - \exp\left(-\tau_1^+/\tau_3^-\right)\right]\left[1 - \exp\left(-\tau_1^+/\tau_2^-\right)\right] \times$$
$$\times \left[1 - \exp\left(-\tau_{инд}/\tau_1^-\right)\right]\left(\tau_{инд}/\tau_4^+\right) N_{CH_4}. \qquad (П\text{-}3)$$

Суммарное число таких комплексов

$$N_0 = \sum_{(n)} N_{Cn}. \qquad (П\text{-}4)$$

Если исходить из того, что образование ядер-зародышей происходит по энергетически наиболее вероятной схеме последовательного отщепления одного атома водорода, время индукции $\tau_{инд}$ можно определить как сумму времен отщепления каждого атома водорода: $\tau_{инд} = \sum_{m=1}^{4} \tau_m^+$. Обозначая через τ_* период свободных колебаний атома водорода и принимая его одинаковым для всех углеводородных комплексов, можем написать

$$\tau_{инд} = \tau_* \sum \exp\left[E\,(5-m)/(kT)\right], \qquad (П\text{-}5)$$

где $E\,(5-m)$ — энергия связи атома водорода в углеводородных комплексах CH_m; $m = 1, \ldots, 4$; k — постоянная Больцмана.

Формула (П-5) определяет время, в течение которого заканчивается процесс термического разложения определенного числа молекул CH_4 и устанавливается равновесная концентрация в газовом объеме ядер-зародышей сажевых частиц. Именно в течение этого времени происходит формирование того или иного дисперсного состава сажевых частиц, характеризующееся определенным распределением числа атомов углерода в различных многоуглеродных комплексах. В качестве частицы минимального размера может при этом рассматриваться отдельный свободный атом углерода, в качестве частицы максимального размера — устойчивый многоуглеродный комплекс, состоящий из максимально возможного числа атомов углерода, при котором энергия связи атомов в комплексе превосходит энергию их свободных колебаний при заданной температуре.

Следует иметь в виду также, что одновременно с укрупнением углеродных комплексов протекает противонаправленный процесс их разрушения при взаимодействии с кислородом, а также вследствие разрушения комплексов, связанного с тем, что часть атомов углерода, обладающих энер-

гиями, превышающими энергию связи атомов углерода в комплексе, может покидать комплекс в результате теплового движения.

Дисперсный состав частиц. На основании эксперимента была установлена [64] формула (4-13), описывающая распределение по размерам сажевых частиц в пламенях мазута и газа. Если принять, как было сделано выше, что размер каждой сажевой частицы определяется числом n образующих ее атомов углерода, несложно показать, что формула (4-13) непосредственно вытекает из условия равновесного распределения углеродных комплексов по их поверхностным энергиям образования.

Для любого произвольного n-углеродного комплекса удельная поверхностная энергия образования e_{Cn}, приходящаяся на один атом углерода, равна разности между энергиями связи атомов углерода в комплексе соответственно на плоской и сферической поверхностях. Для всех N_{Cn} частиц сажи в полидисперсной системе полная энергия образования

$$E_0 = \frac{e_{Cn}}{r_C^3} \frac{\rho_{Cn}}{M_C} \sum_{(n)} r_{Cn}^2 N_{Cn}, \qquad (\text{П-6})$$

где r_C и M_C — радиус и масса атома углерода, а $\rho_{Cn} = M_{Cn}$ и $r_{Cn} = nM_C r_C^3/\rho_{Cn}$ — плотность и радиус комплекса, состоящего из n атомов углерода. Суммарное число частиц сажи (углеродных комплексов) определяется при этом равенством (П-4).

В установившихся стационарных условиях суммарное число частиц N_0 и их полная энергия образования должны являться величинами постоянными $\left(\sum_{(n)} N_{Cn} = \text{const} \text{ и } \sum_{(n)} r_{Cn}^2 N_{Cn} = \text{const}\right)$ и, следовательно, должны выполняться равенства:

$$\sum_{(n)} dN_{Cn} = 0 \quad \text{и} \quad \sum_{(n)} r_{Cn}^2 dN_{Cn} = 0. \qquad (\text{П-7})$$

Совокупность углеродных комплексов можно условно рассматривать как своего рода условное фазовое пространство, состоящее из числа ячеек, равного числу n дискретных значений размеров комплексов r_{Cn}. Размер ячейки фазового пространства будет при этом определяться величиной $d\left(r_{Cn}^3\right)$.

Как и для молекул газа, вероятность распределения углеродных комплексов по ячейкам фазового пространства, соответствующим различным поверхностным энергиям образования, определяется зависимостью

$$W_{Cn} = N_0!/\Pi\left(N_{Cn}!\right). \qquad (\text{П-8})$$

Воспользовавшись формулой Стирлинга, перепишем (П-8) в виде

$$W_{Cn} = \frac{N_0^{N_0} \exp\left(-N_0\right)}{\Pi\left[N_{Cn}^{N_{Cn}} \exp\left(-N_{Cn}\right)\right]}. \qquad (\text{П-9})$$

В соответствии с принципом Больцмана энтропия системы пропорциональна термодинамической вероятности состояния

$$S = k \ln W_{Cn}. \qquad (\text{П-10})$$

В то же время, согласно второму закону термодинамики для изолированной системы, находящейся в состоянии равновесия,

$$\frac{dS_{Cn}}{dN_{Cn}} = 0. \qquad (\text{П-11})$$

Учитывая (П-10), получаем

$$d\left(\ln W_{Cn}\right) = 0. \qquad (\text{П-12})$$

Подставляя в (П-12) значение W_{Cn} из (П-10), можем написать для рассматриваемых условий

$$d(\ln W_{Cn}) = -\sum_{(n)} d(N_{Cn}\ln N_{Cn}) \approx \sum_{(n)} \ln N_{Cn} dN_{Cn}. \quad \text{(П-13)}$$

Каждой ячейке $d(r^3_{Cn})$ фазового пространства можно приписать определенную поверхностную энергию образования E_{Cn}. Тогда число частиц (углеродных комплексов) с энергиями E_{Cn}, которое может содержаться в произвольной n-й ячейке фазового пространства, будет пропорционально объему ячейки $d(r^3_{Cn})$ и числу комплексов N_{Cn}, обладающих энергиями E_{Cn}:

$$dN_{Cn} = N_{Cn} d(r^3_{Cn}). \quad \text{(П-14)}$$

Наиболее вероятным в рассматриваемых условиях является такое распределение углеродных комплексов по ячейкам фазового пространства, при котором достигается максимум энтропии системы, т. е. выполняется равенство (П-12). Этому условию соответствует уравнение

$$\sum_{(n)} \ln N_{Cn} dN_{Cn} = 0. \quad \text{(П-15)}$$

Воспользовавшись методом неопределенных коэффициентов (α и β), определим теперь функцию N_{Cn} таким образом, чтобы она удовлетворяла сформулированным выше условиям равновесия. При этом из равенства

$$\sum_{(n)} \left(-\ln N_{Cn} - \beta r^2_{Cn} + \alpha\right) dN_{Cn} = 0$$

получаем

$$\ln N_{Cn} = \alpha - \beta r^2_{Cn}.$$

Отсюда

$$N_{Cn} = \exp(\alpha)\exp\left(-\beta r^2_{Cn}\right). \quad \text{(П-16)}$$

Подставляя установленную таким образом величину N_{Cn} в (П-14), получаем

$$dN_{Cn} = \exp(\alpha)\exp\left(-\beta r^2_{Cn}\right) d\left(r^3_{Cn}\right)$$

или

$$dN_{Cn} = 3\exp(\alpha)\exp\left(-\beta r^2_{Cn}\right) r^2_{Cn}\, dr_{Cn}. \quad \text{(П-17)}$$

Переходя в (П-17) от дискретного радиуса комплексов r_{Cn} к диаметру x, можем в соответствии с обозначениями, принятыми в § 2-4, написать

$$dN_{Cn} = dF(x) = N_0 N(x)\, dx.$$

Обозначая при этом $A = {}^3/_8 \exp(\alpha)$ и $b = 0{,}25\beta$, получаем

$$N(x) = Ax^2 e^{-bx^2}, \quad \text{(П-18)}$$

т. е. приходим к установленной в опытах зависимости (4-13).

Как и в (4-13), коэффициент A устанавливается здесь из условия нормировки функции $N(x)$, а предэкспоненциальный множитель b — из условия экстремума этой функции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Абрютин А. А., Карасина Э. С.** Степень черноты и поглощательная способность золовых отложений в топках котельных агрегатов. — Теплоэнергетика, 1970, № 10, с. 43—46.

2. **Адзерихо К. С.** Лекции по теории переноса лучистой энергии. — Минск: Изд. БГУ имени В. И. Ленина, 1975. — 190 с.

3. **Адрианов В. Н.** Основы радиационного и сложного теплообмена.— М.: Энергия, 1972. — 464 с.
4. **Адрианов В. Н.** Физико-математические основы аналогии различных процессов переноса в энергетических и технологических устройствах. — В кн.: Тепломассообмен-IV. Ч. 2. Минск: Изд. Ин-та тепломассообмена АН БССР имени А. В. Лыкова, 1981, с. 86—91.
5. **Адрианов В. Н.** О точности «серого приближения». — Теплофизика высоких температур, 1981, т. 19, № 5, с. 1014—1017.
6. **Алгоритм** и программа зонального расчета топочных камер/Э. С. Карасина, З. Х. Шраго, Т. А. Александрова, С. Е. Боревская. — В кн.: Тезисы докладов четвертой Всесоюзной конференции по радиационному теплообмену. — Киев: Наукова думка, 1978, с. 99.
7. **Блох А. Г.** Тепловое излучение в котельных установках. — Л.: Энергия, 1967. — 325 с.
8. **Блох А. Г., Быстров Н. Г.** Излучение пламени жидкого топлива при рециркуляции газов в топочную камеру. — Теплоэнергетика, 1974, № 4, с. 47—53.
9. **Блох А. Г., Адзерихо К. С., Трофимов В. П.** Аналитическое представление эффективной температуры для расчетов теплообмена излучением. — Теплоэнергетика, 1980, № 2, с. 52—57.
10. **Блох А. Г., Адзерихо К. С., Трофимов В. П.** Коэффициент тепловой эффективности экранов в топках парогенераторов. — Инж.-физ. журн., 1981, № 5, с. 855—863.
11. **Блох А. Г., Журавлев Ю. А., Спичак И. В.** Спектральный состав излучения неизотермического потока продуктов сгорания. — Инж.-физ. журн., 1982, № 2, с. 250—258.
12. **Блох А. Г., Талибджанов З. С., Полатов Т. Т.** О спектре размеров и излучении частиц сажи при совместном сжигании мазута и газа. — Промышленная теплотехника, 1982, № 5, с. 93—97.
13. **Виленский Т. В., Хзмалян Д. М.** Динамика горения пылевидного топлива. — М.: Энергия, 1978. — 246 с.
14. **Висканта Р., Грош Р. Я.** Перенос тепла теплопроводностью и излучением в поглощающей среде. — Труды Амер. общ-ва инж.-мех. Серия С: Пер. с англ., 1962, т. 84, № 1, с. 70—89.
15. **Висканта Р.** Взаимодействие между теплопроводностью, конвекцией и излучением. — Труды Амер. общ-ва инж.-мех. Серия С: Пер. с англ., 1963, № 4 с. 35—49.
16. **Гилязетдинов Л. П.** Кинетика и механизм образования сажи при термическом разложении углеводородов в газовой фазе. — Химия твердого топлива, 1972, № 3, с. 101—111.
17. **Гурвич А. М., Блох А. Г.** О температуре топочного пространства. — Энергомашиностроение, 1956, № 6, с. 11—15.
18. **Гурвич А. М., Митор В. В.** Излучение дымовых газов. — Теплоэнергетика, 1955, № 12, с. 28—31.
19. **Детков С. П.** Зональный расчет теплообмена при селективно-сером излучении. — Изв. вузов. Энергетика, 1967, № 12, с. 91—97.
20. **Детков С. П.** Модификация двухпоточного приближения в расчетах теплообмена излучением. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1973, № 3, с. 148—157.
21. **Детков С. П., Береговой А. Н.** Степени черноты газов: двуокиси серы и окиси углерода. — Инж.-физ. журн., 1976, т. 30, № 5, с. 933—934.
22. **Дрейзин-Дудченко С. Д., Клекль А. Э.** Определение коэффициентов радиационного обмена методом статистических испытаний. — Сб. трудов ВНИПИЧерметэнергоочистка. М.: Металлургия, 1968, вып. 11—12, с. 285—293.
23. **Дубовский И.Е., Компанеец В. В., Шемякин П. А.** Об учете влияния на теплообмен характера температурных полей в поперечных сечениях топки. — Теплоэнергетика, 1984, № 2, с. 58—61.
24. **Дульнев Г. Н., Заричняк Ю. П.** Теплопроводность смесей и композиционных материалов. — Л.: Энергия, 1974. — 264 с.
25. **Журавлев Ю. А., Лисиенко В. Г., Китаев Б. И.** Совершенствование

алгоритма зонального расчета теплообмена в пламенной печи. — Инж.-физ. журн., 1971, т. 21, № 5, с. 829—835.

26. **Журавлев Ю. А.** Разработка зональной математической модели теплообмена в топках котельных агрегатов и исследование ее свойств. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1976, № 6, с. 133—139.

27. **Журавлев Ю. А., Блох А. Г., Спичак И. В.** Анализ трехмерного поля селективного излучения в топочной камере методом математического моделирования. — Инж.-физ. журн., 1980, т. 11, № 1, с. 119—128.

28. **Журавлев Ю. А., Блох А. Г., Спичак И. В.** К определению профиля температуры в топочной камере при сжигании природного газа. — В кн.: Теория и практика сжигания газа. Ч. 2. — М.: Изд. ВНИИЭгазпром, 1981, с. 55—61.

29. **Задворный А. Г., Журавлев Ю. А., Мечев В. В.** Радиационные характеристики золовых отложений и шлаков. — В кн.: Влияние минеральной части энергетических топлив на условия работы парогенератора/ Труды Таллинского политехн. ин-та. Секция 3, 1980, с. 30—35.

30. **Кинетика образования углерода из метана** / П. А. Теснер, Н. Б. Головина, А. Е. Городецкий, М. М. Полякова. — Химия твердого топлива, 1976, № 1, с. 129—235.

31. **Клекль А. З.** Математическая модель внешнего теплообмена в рабочем пространстве пламенной печи. — Сб. трудов ВНИПИЧерметэнергоочистка. — М.: Металлургия, 1968, вып. 11—12, с. 293—299.

32. **Лисиенко В. Г., Журавлев Ю. А., Китаев Б. И.** Исследование поля излучения в рабочем пространстве пламенной печи со светящимся факелом. — Изв. вузов. Черная металлургия, 1970, № 10, с. 137—140.

33. **Лисиенко В. Г.** Интенсификация теплообмена в пламенных печах. — М.: Металлургия, 1979. — 224 с.

34. **Микк И. Р., Кяар Х. А., Тийкма Т. Б.** Экспериментальное исследование некоторых теплофизических свойств золовых отложений. — В кн.: Влияние минеральной части энергетических топлив на работу парогенератора/ Труды Таллинского политехн. ин-та. Секция 3, 1974, с. 54—60.

35. **Микк И. Р.** К расчету излучения неизотермических объемов. — Теплофизика высоких температур, 1976, т. 14, № 3, с. 586—592.

36. **Митор В. В.** Температура поверхности загрязненных экранов и кладки пылеугольных топок. — Энергомашиностроение, 1957, № 10, с. 6—9.

37. **Митор В. В.** Теплообмен в топках паровых котлов.— Л.: Машгиз, 1963. — 180 с.

38. **Невский А. С.** Лучистый теплообмен между поверхностями, между поверхностью и объемом и между объемами.— Труды ВНИИМТ, 1965, № 11, с. 126—144.

39. **Невский А. С.** Применение зонального метода к расчету лучистого теплообмена в печах и топках. — Труды ВНИИМТ, 1965, № 11, с. 126—144.

40. **Невский А. С.** Роль разрешающих коэффициентов в практике расчета теплообменных аппаратов. — Теплофизика высоких температур, 1980, № 2, с. 374—377.

41. **Определение эффективной температуры** плоского слоя непрозрачной среды с излучающими и отражающими стенками / К. С. Адзерихо, А. Г. Блох, В. П. Трофимов, Ф. Д. Ложечник. — Теплофизика высоких температур, 1979, т. 17, № 3, с. 54—551.

42. **Основы** практической теории горения/ В. В. Померанцев, К. М. Арефьев, Д. Б. Ахмедов, Ю. А. Рундыгин, Ю. Н. Корчунов, С. Л. Шагалова, С. М. Шестаков, — Л.: Энергия, 1973.— 264 с.

43. **Панфилович К. Б., Усманов А. Г., Ахунов Н. Х.** Экспериментальное исследование излучательной способности углекислого газа при повышенном давлении. — Теплофизика высоких температур, 1971, т. 9, № 4, с. 703—707.

44. **Поляк Г. Л., Шорин С. Н.** О теории теплообмена в топках. — Изв. АН СССР. ОТН, 1949, № 12, с. 1832—1847.

45. **Попов Ю. А., Шварцблат Р. Л.** Коэффициент поглощения и показатель преломления углекислого газа и водяного пара в инфракрасной области спектра. — Теплофизика высоких температур, 1974, т. 12, № 6, с. 1182—1192.

46. **Расчет теплообмена** в топке с учетом рассеяния излучения/ Ю. А. Журавлев, И. В. Спичак, М. Я. Процайло, А. Г. Блох. — Инж.-физ. журн., 1983, № 5, с. 793—801.

47. **Седелкин В. М., Паимов А. В.** Исследование сложного теплообмена в трубчатых печах газовой промышленности с использованием зонального метода. — В кн: Теория и практика сжигания газа. Т. 6. — Л.: Недра, 1975, с. 244—252.

48. **Спектральная структура** радиационных потоков в топочной камере при сжигании угольной пыли/ Ю. А. Журавлев, И. В. Спичак, А. Г. Блох, М. Я. Процайло. — Теплоэнергетика, 1982, № 9, с. 36—40.

49. **Сторожук Я. П., Блох А. Г., Черкун Ю. П.** Теплообмен в топочных камерах высоконапорных парогенераторов. — Теплоэнергетика, 1972, № 5, с. 45—50.

50. **Суринов Ю. А.** О методе зонального расчета лучистого теплообмена в топочной камере. — Изв. АН СССР. ОТН, 1953, № 7, с. 902—1021.

51. **Суринов Ю. А.** Методы определения и численного расчета локальных характеристик поля излучения. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1965, № 5, с. 131—142.

52. **Суринов Ю. А.** Об итерационно-зональном методе исследования и расчета локальных характеристик лучистого теплообмена. — Изв. СО АН СССР. Серия техн. наук, 1971, вып. 3, № 3, с. 28—36.

53. **Суринов Ю. А.** Обобщенный зональный метод исследования и расчета лучистого теплообмена. — Изв. СО АН СССР. Серия техн. наук, 1977, вып. 2, № 8, с. 13—28.

54. **Суровикин В. Ф.** Влияние свойств углеводородного сырья на процесс образования сажи. — Химия и технология топлив и масел, 1973, № 11, с. 11—16.

55. **Суровикин В. Ф., Рогов А. В., Вершинин Л. В.** Образование дисперсного углерода при неполном горении бензола. — Физика горения и взрыва, 1975, № 2, с. 233—241.

56. **Тепловой расчет** котельных агрегатов. Нормативный метод. — М.: Энергия, 1973. 295 с.

57. **Трофимов В. П., Адзерихо К. С.** Расчет эффективной степени черноты плоских неизотермических сред с излучающими и отражающими граничными поверхностями. — Теплофизика высоких температур, 1981, т. 19, № 1, с. 149—153.

58. **Учет селективности** излучения факела и продуктов сгорания канско-ачинских углей/Ю. А. Журавлев, М. Я. Процайло, И. Х. Хабибулин, А. Г. Блох. — Теплоэнергетика, 1981, № 6, с. 15—19.

√ 59. **Шифрин К. С.** Введение в оптику океана, — Л.: Гидрометеоиздат, 1983. — 278 с.

60. **Шифрин К. С.** О вычислении радиационных свойств облаков. — Труды ГГО имени А. И. Воейкова, 1955, вып. 46, с. 18—25.

61. **Хакимов Э. А., Панфилович К. Б., Усманов А. Г.** Степень черноты паров воды при давлениях до 15 бар. — В кн.: Тепло- и массообмен в химической технологии. Вып. 2. — Казань: Изд. КХТИ, 1974, с. 59—61.

62. **Хрусталев Б. А., Раков А. М.** Исследование спектральных излучательных свойств золовых отложений пылеугольной топочной камеры. — В кн.: Двухфазные потоки и вопросы теплообмена. — М.: Наука, 1970, с. 121—128.

63. **Beer J. M.** Methods for calculating radiative heat transfer from flamer in combustors and furnaces. — In: Heat Transfer in Flames. — Washington: Scripta Book Comp., 1974, p. 29—45.

64. **Blokh A. J.** The problem of flame as a dispersive system.—In: Heat Transfer in Flames.— Washington: Scripta Book Comp., 1974, p. 111 — 130.

65. **Combustion** of pulverised coal/M. A. Field, D. B. Jill, B. B. Morgan, P. J. Hawksley. — The British Coal Utilisation Research Association, Leatherhead, 1967. — 413 p.

66. **Cutting R. D., Steward Mc. C.** Furnace temperature mesurements by spectroscopic methods. — Applied Optics, 1975, № 14, p. 2707—2711.

67. **Dalzell H. W., Sarofim A. F.** Optical constants of soot and their

applications to heat flux calculations. — Trans. ASME, Journ. Heat Transfer, 1969, vol. 91, p. 100—104.

68. **Ergun Mc., Cartney I. T. Walline R. E.** Absorption of ultra-violet and visible light by ultra-thin sections of coal. — Fuel, 1961, vol. XL, № 2, p. 109—117.

69. **Goodarzi F., Murchison D. C.** Optical properties of carbonized vinitrites. — Fuel, 1972, vol. 51, № 4, p. 322—328.

70. **Hadvig S.** Gas emissivity and absorptivity. — Journ. Inst. of Fuel, 1970, № 53, p. 129—135.

71. **Handbook** of infrared radiation from combustion gases/Editors R. Goulard and J. A. Thompson.—Scientific and Technical Information Offise NASA, Washington, 1973.—486 p.

72. **Hansen M., Jeschar R.** Verbrenung bei gleichzeitiger Wärmeübertragung. — Archiv für das Eisenhüttenwesen, 1959, № 7, p. 397—406.

73. **Hommert P. J., Viskanta R., Mellor A. M.** Flame temperature measurements by spectral remote sensing.— Combustion and Flame, 1977, vol. 30, № 3, p. 295—308.

74. **Hommert P. J., Viskanta R.** High temperature gas diagnostics by spectral remote sensing. — Int. Journ. Heat and Mass Transfer, 1978, vol. 21, p. 769—781.

75. **Hottel H. C., Sarofim A. F.** Radiative transfer. — Mc. Grow-Hill Comp., New York, 1967. — 519 p.

76. **Kunitomo T., Osumi M.** Emissivity and band model parameters of infrared bands of sulfur dioxide. — Jorn. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1978, vol. 16, p. 319—324.

77. **Kunitomo T., Ueoka S., Masuzaki H.** Emissivity and band-model parameters for infrared bands of nitrous oxide. — Journ. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1977, vol. 18, p. 405—417.

78. **Najjar Y. S. H., Goodger E. M.** Soot formation in gas turbine using heavy fuels. — Fuel, 1981, vol. 60, № 10, p. 980—990.

79. **Noble J. J.** The zone method: explicit matrix relations for total exchange areas. — Heat and Mass Transfer, 1975, vol. 18, p. 261—269.

80. **Raask E.** Cenospheres in pulverised-fuel ash. — Journ. Inst. Fuel, 1968, vol. 41, p. 339—344.

81. **Rogier J., Leblance B.** Caracteristiques des suies recueillies dans les flammes de diffusion de type industriel. — Revue Generale de Thermique, 1969, vol. 8, № 96, p. 1143—1151.

82. **Sato T, Kunitomo T.** Radiation from fine particle clouds in high-temperature combustion gas. — Reprint Kyoto University, Japan, 1965, vol. 27, part 1, p. 75—88.

83. **Singer J. G** [Ed]. Combustion fossil power sistems. — Combustion Engineering, Inc, USA, 1981.—992 p.

84. **Stanly H. M., Nash A. N.** Society of chemical industrial transaction, 1929, № 46, p. 1—4.

85. **Steward F. R. Gürüz H. K.** Mathematical simulation of an industrial boiler by zone method of analysis. —In: Heat Transfer in Flames. — Washington: Scripta Book Comp., 1974, p. 47—71.

86. **Study** of radiation from luminour flame/T. Sato, T. Kunitomo, F. Nakashima, H. Fujii.—Bulletin of JSME, 1966, vol. 9, № 36, p. 768—777.

87. **Stull V. R., Plass G. N.** Emissivity of dispersed carbon particles. — Journ. of the Opt. Society of America, 1960, vol. 50, № 2, p. 65—71.

88. **Toor J. S., Viskanta R.** Experiment and analysis of directional effect on radiant heat tranrsfer. — Transaction of the ASME, 1972, vol. 94, № 4, p. 459—466.

89. **Viskanta R. Grosh R. J.** Heat transfer in a thermal radiation, absorbing and scattering medium. — Int. Development in Heat Transfer, 1961, part IV, p. 820—827.

90. **Viskanta R., Grosh R. J.** Effect of surface emissivity on heat transfer by simultaneous conduction and radiation. — Int. Journ. of Heat and Mass Transfer, 1962, vol. 5, p. 729—734.

91. **Viskanta R.** Effectiveness of a layer of an absorbing-scattering gas

in shielding a surface from incident thermal radiation. — Journ. Franklin Inst., 1965, vol. 280, № 6, p. 184—196.

92. **Viskanta R., Ungan A., Mengüc M. P.** Predictions of radiative properties of pulverized coal and fly-ash polydispersions. — ASME Publication, 81-HT-24, 1981, p. 1—11.

93. **Zanelly S., Corsi R., Rieri Y.** On the calculation of spatical temperature and radiative transfer in industrial water-tube boiler. — In: Heat Transfer in Flames. — Washinqton: Scripta Book Comp., 1973, p. 18—24.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 3
Введение 5

ГЛАВА ПЕРВАЯ. **ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТОПОЧНЫХ ГАЗОВ** 17

1-1. Спектральные радиационные характеристики углекислого газа и водяного пара . . . . —
1-2. Экспериментальные данные об интегральных радиационных характеристиках CO_2 и H_2O 23
1-3. Номограммы и расчетные соотношения для определения степени черноты углекислого газа и водяного пара 31
1-4. Интегральная поглощательная способность CO_2 и H_2O . . . 38
1-5. Радиационные характеристики SO_2 41
1-6. Радиационные характеристики CO 43

ГЛАВА ВТОРАЯ. **РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ** 45

2-1. Параметр дифракции и комплексный показатель преломления
2-2. Рассеяние и поглощение в монодисперсной системе сферических частиц 46
2-3. Индикатриса рассеяния 54
2-4. Полидисперсные системы 57
2-5. Осредненные характеристики дисперсного состава частиц 61
2-6. Радиационные характеристики полидисперсных систем сферических частиц 69
2-7. Влияние эффекта рассеяния на поглощательную способность системы частиц 73

ГЛАВА ТРЕТЬЯ. **ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ПЛАМЕНИ** 76

3-1. Структура факела и первичные радиационные характеристики его твердой дисперсной фазы . . . . —
3-2. Радиационные свойства твердой дисперсной фазы пламени 85
3-3. Степени черноты топки и факела 96
3-4. Характеристики теплового излучения пылеугольной топки 101
3-5. Характеристики теплового излучения котла-утилизатора 111

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ. **ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕТЯЩЕГОСЯ САЖИСТОГО ПЛАМЕНИ МАЗУТА И ГАЗА** 114

4-1. Структура факела . . . . —
4-2. Комплексный показатель преломления частиц сажи 115
4-3. Спектральная поглощательная способность монодисперсной системы частиц углерода 117
4-4. Индикатриса рассеяния 120

4-5. Распределение по размерам частиц сажистого углерода . . . 122
4-6. Концентрация частиц сажистого углерода в светящемся пламени . . . 130
4-7. Радиационные характеристики полидисперсной системы частиц сажистого углерода в светящемся пламени . . . 135
4-8. Характеристики теплового излучения топки при сжигании мазута . . . 140
4-9. Характеристики теплового излучения топки при сжигании природного газа . . . 148
4-10. Характеристики теплового излучения топки при совместном сжигании мазута и природного газа . . . 150
4-11. Характеристики теплового излучения топки при совместном сжигании газа и угольной пыли . . . 151

ГЛАВА ПЯТАЯ. **СУММАРНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В ТОПКАХ** . . . 156

5-1. Основы инженерных методов расчета . . . —
5-2. Тепловое сопротивление и радиационные характеристики слоя загрязнений на экранных трубах . . . 169
5-3. Перенос энергии излучения в слое топочной среды с излучающими и отражающими стенками . . . 178
5-4. Коэффициент тепловой эффективности экранов . . . 181
5-5. Эффективная степень черноты неизотермического плоского слоя с отражающими и излучающими стенками . . . 189
5-6. Влияние рассеяния излучения на условия теплообмена в топках . . . 190
5-7. Температурное поле топки . . . 192
5-8. Диагностика температурного поля в слое газообразных продуктов сгорания . . . 198

ГЛАВА ШЕСТАЯ. **ОСНОВЫ ЗОНАЛЬНОГО МЕТОДА РАСЧЕТА ТЕПЛООБМЕНА В ТОПКАХ** . . . 204

6-1. Модификации и физические основы методов . . . —
6-2. Разрешающие угловые коэффициенты излучения . . . 212
6-3. Математическая модель зонального теплообмена в топочной камере . . . 214
6-4. Локальный теплообмен в топке котлоагрегата БКЗ-320-140 ПТ 219
Приложение. Концентрация и [дисперсный состав частиц сажи 230

Список литературы . . . 234

АРКАДИЙ ГРИГОРЬЕВИЧ БЛОХ

ТЕПЛООБМЕН В ТОПКАХ ПАРОВЫХ КОТЛОВ

Редактор *Л. М. Пархоменко*
Художественный редактор *Д. Р. Стеванович*
Технический редактор *А. Г. Рябкина*
Корректор *Е. В. Багно*
Переплет художника *В. В. Белякова*

ИБ № 2473

Сдано в набор 10.01.84. Подписано в печать 05.06.84. М-20842.
Формат 60×90¹/₁₆. Бумага типографская № 1. Гарнитура литературная.
Печать высокая. Усл. печ. л. 15. Усл. кр.-отт. 16. Уч.-изд. л. 17,05.
Тираж 6000 экз. Заказ 409. Цена 1 р. 20 к.

Энергоатомиздат, Ленинградское отделение. 191041, Ленинград, Марсово поле, 1.

Ленинградская типография № 4 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 191126, Ленинград, Социалистическая ул., 14